

29

THÈSE

présentée

A LA FACULTÉ DES SCIENCES ET DES TECHNIQUES DE
L'UNIVERSITÉ DE FRANCHE-COMTÉ

pour obtenir le

LE DIPLÔME DE DOCTEUR EN PHYSIQUE

Mention : Optique et Traitement du Signal

par

AOMER OULAMARA

Maître es sciences

**MÉTHODES DE CONTRÔLE DE FORME PAR
SPECKLE MULTI-LONGUEURS D'ONDE :
ETUDE DE SYSTÈMES D'EXPLOITATION EN TEMPS RÉEL**



Soutenue le 25 mai 1981, devant la Commission d'Examen :

J.CH. VIÉNOT

Professeur à l'Université de Besançon, Directeur du
Laboratoire de Physique Générale et Optique

Président

J.P. PRENEL

Professeur, Chef du département Génie Mécanique de
l'I.U.T. de Belfort

J. DUVERNOY

Maître de recherche au C.N.R.S.

G. TRIBILLON

Docteur es sciences, Ingénieur de recherche

Examineurs

4° Diss. Besançon



THÈSE

présentée

A LA FACULTÉ DES SCIENCES ET DES TECHNIQUES DE
L'UNIVERSITÉ DE FRANCHE-COMTÉ

pour obtenir le

LE DIPLÔME DE DOCTEUR EN PHYSIQUE

Mention : Optique et Traitement du Signal

par

AOMER OULAMARA

Maître es sciences

**MÉTHODES DE CONTRÔLE DE FORME PAR
SPECKLE MULTI-LONGUEURS D'ONDE :
ETUDE DE SYSTÈMES D'EXPLOITATION EN TEMPS RÉEL**



Soutenue le 25 mai 1981, devant la Commission d'Examen :

J.CH. VIÉNOT	Professeur à l'Université de Besançon, Directeur du Laboratoire de Physique Générale et Optique
J.P. PRENEL	Professeur, Chef du département Génie Mécanique de l'I.U.T. de Belfort
J. DUVERNOY	Maître de recherche au C.N.R.S.
G. TRIBILLON	Docteur es sciences, Ingénieur de recherche

Président

Examineurs



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41546618_0002

UNIVERSITÉ DE FRANCHE-COMTÉ BESANÇON

Président : Monsieur le Professeur Jacques ROBERT

FACULTÉ DES SCIENCES ET DES TECHNIQUES

DOYEN

M. le Professeur Jean BULABOIS
Physique Générale-optique

ASSESEURS

M. le Professeur Bernard MILLET
Botanique

M. Robert GUYETANT, Maître-Assistant
Biol. animale Ecologie

PRÉSIDENTS HONORAIRES

MM. THIEBAUT, LÉVÊQUE

DOYENS HONORAIRES

MM. GLANGEAUD, JACQUEMAIN, CHATELET, THIEBAUT, BERNARD

PROFESSEURS HONORAIRES

MM. BENNETON, CHATELET, MESNAGE, QUANTIN, THEOBALD N., THIRY, TRILLAT, TRONCHET, UEBERSFELD

MM. BANTEGNIE Robert	: Mathématiques
BENILAN Philippe	: Mathématiques
BERNARD Jean	: Chimie Physique
BIDAULT Michel	: Taxonomie expérimentale
BROQUET Paul	: Géologie
BRUCKERT Sylvain	: Ecologie végétale
BULABOIS Jean	: Physique Gle optique
CAPODANNO Pierre	: Mécanique théorique
CERUTTI Ernest	: Chimie appliquée
CHALEAT Raymond	: Mécanique appliquée
CHARDON J-Claude	: Spectroscopie
CHAUVE Pierre	: Géologie minéralogie
COUGNARD Jean	: Mathématiques
DEVIN Claude	: Chimie 1er cycle
DOBREMEZ Jean-Fr.	: Biologie
DUBOUCHET Jacques	: Physiologie végétale
GALATRY Louis	: Physique moléculaire
GAUDEMER Yves	: Biochimie
GIRARDET Claude	: Physique Moléculaire
GOMOT Lucien	: Zoologie-Embryologie
GOUARNE René	: Mathématiques
GRAS Georges	: Mathématiques
GREMILLARD Jean	: Mathématiques
KARCHE J-Paul	: Pétrographie Minéralogie
LALLEMENT Gérard	: Mécanique appliquée
LAUDE Bernard	: Chimie organique
LESAINT Pierre	: Mathématiques I

LHOTE François	: Automatique
MERIGOUX Henri	: Cristallographie et Synthèses minérales
MIELLOU J-Claude	: Analyse numérique
MILLET Bernard	: Botanique
MONTAGNER Hubert	: Psychophysiologie
MOREELS Guy	: Astronomie
OLIVIER Marchel	: Electroniq. quantique
OYTANA Claude	: Mécanique appliquée
PAGETTI Jacques	: Corrosion et traitements de surface
PARIZET Jean	: Mathématiques
PLUVINAGE Philippe	: Physique théorique
POTIER Robert	: Physique des solides
RANGHEARD Yves	: Géologie
RIPPLINGER Jean	: Physiologie animale
ROBERT Daniel	: Physique
ROBERT Guy	: Electrochimie
ROBERT Jacques	: Mathématiques I
THEOBALD J-Gérard	: Spectroscopie hertzienne
THIEBAUT Jean	: Pétrogr. minéralogie
TREHEL Michel	: Informatique
VERNEAUX Jean	: Zoologie-Embryologie
VIENOT Jean-Charles	: Physique Gle optique
WEIL Michel	: Mathématiques

Responsable des services administratifs :
M. Jean-Marie RUNGE

Professeurs des Instituts Universitaires de Technologie dont les activités de Recherche sont rattachées à la Faculté des Sciences et des Techniques de Besançon

I.U.T. de BESANÇON

MM. GENTYL Claude	Spécialité : Physique
MARTINET André	Spécialité : Chimie
SONZOGNO Robert	Spécialité : Mécanique

I.U.T. de BELFORT

MM. KAUFFMANN J-Marie	Spécialité : Electrotechnique
MANDRET Gérard	Spécialité : Electronique
OLKNINE Claude	Spécialité : Mécanique
PRENEL Jean-Pierre	Spécialité : Physique
STAMON Georges	Spécialité : Informatique

Ce travail a été effectué au laboratoire de Physique Générale et Optique de la Faculté des Sciences de Besançon. Je tiens à remercier vivement Monsieur le Professeur J.Ch. VIENOT, Directeur du Laboratoire, pour m'avoir accueilli et permis de réaliser cette étude dans les meilleures conditions. J'ai apprécié son enseignement au cours des longues années passées à la Faculté des Sciences de Besançon, qu'il me soit permis de lui manifester toute ma reconnaissance.

Que Monsieur le Professeur J.P. PREHEL qui a bien voulu s'intéresser à ce travail et participer au jury de cette thèse, trouve ici l'expression de ma gratitude.

Mes remerciements vont également à Monsieur J. DUVERVOY qui m'a apporté une aide appréciable et qui a accepté de juger ce travail et à G. TRIBILLON qui a proposé le sujet de cette thèse. Son expérience et sa généreuse disponibilité m'ont aidé dans les moments d'hésitation.

Je tiens enfin à exprimer ma profonde reconnaissance à tous les membres du laboratoire et particulièrement à C. BAINIER, L. BONNOT et A. LIGIER pour le travail consacré à la mise en forme définitive du manuscrit.

TABLE DES MATIERES

	Pages
INTRODUCTION	1
RAPPEL : PROPRIETES STATISTIQUES DU SPECKLE A DEUX LONGUEURS D'ONDE	
INTRODUCTION	3
1 - DESCRIPTION STATISTIQUE D'UN SPECKLE	4
1.a. Densité de probabilité	4
1.b. Contraste du speckle monochromatique	5
1.c. Corrélation entre deux speckles	6
2 - INFLUENCE DE LA COHERENCE TEMPORELLE SUR LE SPECKLE	8
2.a. Position du problème	8
2.b. Eclairage polychromatique	10
2.c. Speckle à deux longueurs d'onde	11
2.d. Influence des différents paramètres sur la fonction de corrélation	13
CHAPITRE I - CONTROLE DE FORME PAR SPECKLE POLYCHROMATIQUE A L'INFINI	
A - ETUDE DE LA STRUCTURE HOMOTHETIQUE DE DEUX SPECKLES PRODUITS PAR DEUX LONGUEURS D'ONDE VOISINES	17
1 - ETUDE THEORIQUE	18
2 - MISE EN EVIDENCE DE LA STRUCTURE HOMOTHETIQUE	22
3 - VERIFICATION EXPERIMENTALE	26
B - APPLICATION A LA DETERMINATION DES PENTES LOCALES D'UNE SURFACE	28
1 - PRINCIPE DE MESURE D'UNE PENTE	28
1.a. Dispositif de mesure de la pente réelle	28
1.b. Une application simple de la méthode	29
2 - CONTROLE DE FORME PAR BALAYAGE LASER	30
2.a. Dimension du faisceau et résolution de la méthode	30
2.b. Description du montage expérimental	30
2.c. Etude de la linéarité	32

3 - APPLICATIONS	32
3.a. Contrôle de sphéricité et mesure du rayon de courbure	32
3.b. Sensibilité et gamme de mesure	33
3.c. Contrôle de planéité et discrimination des formes concaves ou convexes	35
i) contrôle de planéité	
ii) Rotation auxiliaire, détermination du signe d'une pente	36
CONCLUSION	37
CHAPITRE II : CONTROLE DE FORME PAR SPECKLE IMAGE DEFOCALISE	
INTRODUCTION	38
A - SPECKLE IMAGE DEFOCALISE	39
1 - DESCRIPTION DU PHENOMENE	39
1.a. Calcul de l'amplitude de déplacement du speckle	40
1.b. Incidence normale : détermination de la pente réelle	41
1.c. Dimension de la zone de contribution	42
2 - METHODES D'ANALYSE DES ENREGISTREMENTS	44
2.a. Observation en lumière blanche	44
2.b. Analyse spectrale ponctuelle	44
2.c. Application à l'étude des formes	45
i) Inspection d'une surface cylindrique	45
ii) Inspection d'une surface de profil sinusoïdal	45
iii) Contrôle de planéité.	45
2.d. Méthode d'analyse spectrale globale	46
3 - SENSIBILITE ET GAMME DE MESURE	46
B - SPECKLE TOPOLOGIQUE : APPLICATION AU CONTROLE DE FORME	49
1 - MOUVEMENT D'UNE SURFACE DIFFUSANTE	49
2 - RAPPEL SUR LA NOTION DE SPECKLE TOPOLOGIQUE	50
2.a. Mouvement linéaire transverse	51
2.b. Rotation de la surface (tilt)	51
2.c. Etude analytique du mouvement de rotation	52

3 - SPECKLE A DEUX LONGUEURS D'ONDE : SIMULATION DE LA ROTATION	54
3.a. Dispositif géométrique	54
3.b. Application au contrôle de forme	55
i) Contrôle global qualitatif	55
ii) Application numérique : étalonnage	55
3.c. Sensibilité de la méthode et contrôle d'une surface-test	56
CONCLUSION	57
CHAPITRE III - CONTROLE DE FORME EN TEMPS QUASI-REEL : ETUDE DU SYSTEME THERMOPLASTIQUE	
1 - PRESENTATION DU SYSTEME	58
1.a. Introduction	58
1.b. Principe de fonctionnement du système	59
2 - CARACTERISTIQUES DU SYSTEME	60
2.a. Caractéristiques du constructeur	60
2.b. Lumination et pouvoir de diffraction	61
2.c. Post-illumination : amélioration du rapport signal sur bruit	62
3 - ETUDE THEORIQUE DU RECEPTEUR : MODELISATION DE LA STRUCTURE GRANULAIRE DU "FROST"	63
3.a. Introduction	63
3.b. Modèle théorique	64
i) Distribution périodique des grains	68
ii) Distribution aléatoire des grains	69
4 - ENREGISTREMENTS DE SPECKLES	70
4.a. Introduction	70
4.b. Expérience de variation de la dimension de la fonction d'autocorrélation	70
4.c. Mesure du déplacement du speckle	72
4.d. Visibilité des franges et lumination	73
5 - APPLICATION AU CONTROLE DE FORME	74
5.a. Propagation libre de speckle, balayage linéaire	74
5.b. Contrôle global, speckle image défocalisé	74
CONCLUSION	75

CHAPITRE IV : CONTROLE DE FORME EN TEMPS REEL : ETUDE D'UNE CHAINE DE TRAITEMENT DU SIGNAL ANALOGIQUE

INTRODUCTION	76
1 - ETUDE DU PHOTODETECTEUR CCD	76
1.a. Définition du système CCD	77
1.b. Caractéristiques de la caméra	77
1.c. Expériences de mesure de déplacement de speckle	79
i) Rotation d'une surface (tilt)	79
ii) Changement de la longueur d'onde	80
2 - ETUDE DU CORRELATEUR HYBRIDE	82
2.a. Présentation du corrélateur hybride	82
i) Transformation théorique simulée	82
ii) Transformation électronique	83
3 - CORRELATION DE SPECKLES	
3.a. Addition cohérente de deux speckles parfaitement corrélés	84
4 - CHAINE DE MESURE	85
4.a. Principe de la méthode	85
4.b. Description du système	86
4.c. Résolution et sensibilité	87
CONCLUSION	88

ANNEXE : REALISATION D'UN SYSTEME ELECTRONIQUE DE TRAITEMENT DU SIGNAL VIDEO : APPLICATION A L'ETUDE DES DEFORMATIONS

1 - PRESENTATION DE L'ETUDE	89
1.a. Position du problème	89
1.b. Choix de la méthode	90
1.c. Principe et étude théorique	91
1.d. Hypothèses géométriques d'application	93
2 - REALISATION PRATIQUE	93
2.a. Descriptions des éléments du montage	93
2.b. Etat de surface et qualité de l'image	94
2.c. Ajustement du plan de référence	95
2.d. Mesure expérimentale des amplitudes	95

3 - PERFORMANCES ET LIMITES	97
3.a. Sensibilité du dispositif	97
i) Résolution de la photocathode	97
ii) Diffraction des réseaux de projection	98
iii) Calcul numérique.	99
3.b. Amplitude maximale détectable	100
4 - TRAITEMENT DU SIGNAL VIDEO	101
4.a. Description du signal vidéo-ligne	101
4.b. Traitement électronique	101
4.c. Réalisation pratique	102
4.d. Exemple de traitement	102
CONCLUSION	102
CONCLUSION GENERALE	104

INTRODUCTION GENERALE

La granularité laser ou phénomène de speckle comme outil nouveau dans la métrologie non destructive trouve sa justification dans la diversité des champs d'application et les performances sans cesse améliorées. Si le speckle mono-longueur d'onde (ou monochromatique) s'imposa dès le départ dans la mesure des microdéplacements et des déformations, le speckle multi-longueurs d'onde et plus globalement le speckle en lumière blanche permet une nouvelle approche dans l'étude des formes et de la qualité des matériaux.

Les propriétés de corrélation du speckle multi-longueurs d'onde sont généralement mises à profit pour l'étude du profil macroscopique et la détermination de la rugosité moyenne des surfaces diffusantes. La structure granulaire radiale caractéristique de ce speckle dans un plan perpendiculaire à la direction de propagation se définit par un processus de corrélation dans le cas particulier du speckle à deux longueurs d'onde. Des travaux antérieurs ont montré que lorsque ces speckles relatifs à deux longueurs d'onde voisines λ et $(\lambda + \Delta\lambda)$ sont parfaitement corrélés le rapport d'homothétie est une fonction linéaire de l'intervalle spectral $\Delta\lambda$ et de la distance à l'axe de symétrie ou à la direction de réflexion spéculaire dans le cas des surfaces diffusantes opaques. Une application au contrôle de forme a été entreprise et a permis de mettre en évidence le relief d'une structure tridimensionnelle par la visualisation des courbes d'égale pente.

L'ensemble des travaux présentés dans ce mémoire constituent une suite logique de cette première prospection dans le but d'une étude méthodique des possibilités de réalisation de techniques nouvelles utilisant ce critère de pente.

On développe dans le chapitre I l'étude analytique et expérimentale de cette structure homothétique qui permet, par des dispositifs géométriques appropriés, de mettre en évidence les pentes locales discrètes d'une surface par rapport à un plan de référence. L'évaluation partielle propre aux méthodes ponctuelles encourage le choix de méthodes globales caractéristiques des techniques de speckle image ; ce qui constitue l'essentiel du chapitre II. De plus une étude analogique avec la technique du speckle topologique y est tentée pour la détermination globale et quantitative de la forme moyenne.

La lenteur du traitement par des récepteurs photographiques constitue un handicap majeur pour l'application de ces techniques dans le domaine industriel et légitime la recherche de systèmes rapides qui nécessitent le minimum de temps et d'interventions de l'opérateur. Pour cela, on consacre le chapitre III à l'étude d'un type nouveau de récepteurs : le système thermoplastique, déjà appliqué en holographie. L'accent sera mis particulièrement sur les conditions pratiques de son utilisation et les performances possibles de ce système comme récepteur de speckle.

Dépassant cette approche des récepteurs quadratiques, associés inévitablement aux diverses méthodes d'analyse spectrale d'optique cohérente donc imposant une étape intermédiaire d'exploitation, on entame dans le chapitre IV une première étude des possibilités d'adaptation d'une chaîne de mesure optoélectronique au contrôle de forme en temps réel.

Parallèlement à cette pratique du speckle multi-longueurs d'onde, on a été amené à développer une méthode de contrôle non destructif par franges projetées appliquées à l'étude de la déformation visco-plastique des coques minces de révolution soumises à une pression hydrostatique ; ce travail est reporté en annexe.



SARPEL

PROPRIÉTÉS STATISTIQUES DU SPECKLE

A DEUX LONGUEURS D'ONDE

INTRODUCTION :

L'onde diffusée par un objet opaque ou transparent non poli éclairé en lumière cohérente présente un aspect granulaire correspondant à une répartition aléatoire d'éclairement -appelée speckle- qui intervient de façon systématique chaque fois que l'on effectue des enregistrements en lumière laser. Ce phénomène a été décrit de façon analytique par GOLDFISCHER (L.I.)⁽¹⁾ puis par ENLOE (L.H.)⁽²⁾ qui considèrent le diffuseur comme une répartition aléatoire de centres diffusants distribués autour d'un plan moyen (fig. I-1). Un modèle plus complet a été enfin proposé par GOODMAN (J.W.)⁽³⁾ dans lequel il introduit une distribution aléatoire tridimensionnelle des centres diffusants et l'absence de relation de phase entre ces derniers. Le phénomène de speckle est une fonction de la nature et de la forme de la surface diffusante. Il peut donc, s'il est convenablement exploité, fournir de multiples informations nécessaires à la détermination des caractéristiques de la surface (profil, forme, ...) et des paramètres correspondants aux mouvements et déformations de cette surface au cours du temps (déplacement, vibration, déformation, etc.).

Par ailleurs, les speckles obtenus avec des longueurs d'onde voisines présentent un degré de corrélation qui traduit le phénomène de ressemblance entre les distributions spatiales des champs diffusés. L'addition cohérente ou incohérente de deux speckles à deux longueurs d'onde voisines est

-
- (1) - L.I. GOLDFISCHER, "Autocorrelation function and power spectral density laser produced speckle patterns", J.O.S.A. 1965, 55, pp 247-253.
 - (2) - L.H. ENLOE, "Noise-like structure in the image of diffusely reflecting objects in coherent illumination", Bell. Syst. Tech. J. 1967, 46 pp. 1479-1489.
 - (3) - J.W. GOODMAN, "Statistical properties of laser speckle patterns in laser speckle and related phenomena", ed. by J.C. DAINTY, Springer-Verlag, Berlin, 1975.

définie respectivement par le degré de corrélation en amplitudes ou en intensités des deux speckles. On définit dans ce chapitre cette notion de fonction de corrélation qui permettra d'aborder l'étude particulière de la structure homothétique de speckles et l'exploitation des informations qu'elle transporte.

1 - DESCRIPTION STATISTIQUE D'UN SPECKLE.

1.a. Densité de probabilité :

Le modèle tridimensionnel ⁽³⁾ est éclairé en lumière monochromatique de longueur d'onde λ_0 , spatialement cohérente. L'observation s'effectue dans un plan (u, v) distant de D du plan moyen (x, y) du diffuseur.

L'expression de l'amplitude complexe du champ est :

$$A(u, v) = A_R(u, v) + j A_I(u, v) \quad (1.1)$$

où A_R désigne la partie réelle de l'amplitude et A_I la partie imaginaire.

On considère : - le nombre N d'éléments diffusants très grand ;
- les amplitudes de ces éléments sont aléatoires et indépendantes entre elles ;
- les phases élémentaires sont aléatoires, indépendantes et uniformément distribuées dans l'intervalle $[- \pi, \pi]$.

La fonction aléatoire $A(u, v)$ ainsi déduite provient d'un processus stationnaire, ergotique et gaussien. Ceci permet d'écrire la fonction densité de probabilité du couple (A_R, A_I) sous la forme suivante :

$$P(A_R, A_I) = \frac{1}{2\pi \sigma^2} \exp \left\{ -\frac{A_R^2 + A_I^2}{2\sigma^2} \right\} \quad (1.2)$$

On exprime de même l'intensité et la phase correspondante :

$$I(u, v) = | A(u, v) |^2 = A_R^2(u, v) + A_I^2(u, v) \quad (1.3)$$

$$\text{et} \quad \phi(u, v) = \text{Arc tg} \frac{A_I(u, v)}{A_R(u, v)} \quad (1.4)$$

On montre que la fonction de densité de probabilité s'écrit :

$$P(I, \phi) = \begin{cases} \frac{1}{4\pi \sigma^2} \exp \left\{ -\frac{I}{2\sigma^2} \right\} & \text{si } I > 0 \\ & \text{et } -\pi < \phi < \pi \\ 0 & \text{ailleurs} \end{cases} \quad (1.5)$$

L'intégration dans le domaine $[-\pi, +\pi]$ permet d'obtenir une fonction densité de probabilité de la seule variable $I(u, v)$

$$P(I) = \int_{-\pi}^{+\pi} P(I, \phi) d\phi = \frac{1}{2\sigma^2} \exp \left\{ -\frac{I}{2\sigma^2} \right\} \quad I > 0 \quad (1.6)$$

Ainsi, l'intensité d'un speckle monochromatique suit une loi exponentielle négative.

1.b. Contraste du speckle monochromatique.

Le contraste d'un champ de speckle est défini comme étant le rapport de l'écart quadratique moyen sur la valeur moyenne de l'intensité.

$$V = \frac{\sigma_I}{\langle I \rangle} = \frac{\langle (I - \langle I \rangle)^2 \rangle^{1/2}}{\langle I \rangle} \quad (1.7)$$

$$\text{avec} \quad \sigma_I^2 = \langle I^2 \rangle - \langle I \rangle^2$$

$\langle \rangle$ désigne une moyenne d'ensemble.

Le moment d'ordre 2 de l'intensité s'écrit en fonction de la densité de probabilité $P(I)$:

$$\langle I^2 \rangle = \int_0^\infty I^2 P(I) dI = \int_0^\infty \frac{1}{2\sigma^2} I^2 \exp \left\{ -\frac{I}{2\sigma^2} \right\} dI$$

$$\langle I^2 \rangle = 2 \langle I \rangle^2$$

d'où l'expression de σ_I :

$$\sigma_I = 2 \langle I \rangle^2 - \langle I \rangle^2 = \langle I \rangle^2 \quad (1.8)$$

Ce qui permet d'écrire :

$$V = \frac{\langle I \rangle}{\langle I \rangle} = 1 \quad (1.9)$$

Ainsi, le contraste du speckle monochromatique est toujours égal à l'unité lorsque les hypothèses définies au paragraphe 1 sont satisfaites.

1.c. Corrélation entre deux speckles :

Dans le cas de l'addition incohérente de speckles à deux longueurs d'onde voisines, cette notion de contraste se traduira à l'aide de la fonction de corrélation $C_{I_1 I_2}$ des intensités des speckles I_1 et I_2 qui est définie par (4) :

$$C_{I_1 I_2} = \frac{\langle I_1 I_2 \rangle - \langle I_1 \rangle \langle I_2 \rangle}{[\langle (I_1 - \langle I_1 \rangle)^2 \rangle \langle (I_2 - \langle I_2 \rangle)^2 \rangle]^{1/2}} \quad (1.10)$$

A l'aide du théorème de Reed (5) on peut écrire :

$$\langle I_1 I_2 \rangle = \langle I_1 \rangle \langle I_2 \rangle [1 + |\mu_{12}|^2] \quad (1.11)$$

(4) - A. PAPOULIS : "Probability, Random Variables and stochastic Processes", M.C. Graw-Hill, Book Co, New York (1965).

(5) - I.S. REED : "I.R.E. Transf. Information Theory", I.T. 1962, 8, pp 194-199.

En introduisant les amplitudes correspondantes,

$$\langle A_1 A_1^* A_2 A_2^* \rangle = \langle A_1 A_1^* \rangle \langle A_2 A_2^* \rangle [1 + |\mu_{12}|^2] \quad (1.12)$$

où μ_{12} est défini par la relation :

$$\mu_{12} = \frac{\langle A_1 A_2^* \rangle}{[\langle |A_1|^2 \rangle \langle |A_2|^2 \rangle]^{1/2}}$$

L'expression de l'équation (1.11) devient

$$\langle I_1 I_2 \rangle - \langle I_1 \rangle \langle I_2 \rangle = \langle I_1 \rangle \langle I_2 \rangle |\mu_{12}|^2 \quad (1.13)$$

d'où la relation entre $C_{I_1 I_2}$ et μ_{12}

$$C_{I_1 I_2} = \frac{\langle I_1 I_2 \rangle - \langle I_1 \rangle \langle I_2 \rangle}{\langle I_1 \rangle \langle I_2 \rangle} = |\mu_{12}|^2$$

$$C_{I_1 I_2} = |\mu_{12}|^2 \quad (1.14)$$

On en déduit la fonction de corrélation des champs diffusés :

$$\mu_{12} = \sqrt{C_{12}} \exp \{i\psi_{12}\} \quad (1.15)$$

où ψ_{12} est un facteur de phase.

On va utiliser cette propriété pour mettre en évidence la corrélation entre deux speckles produits par deux longueurs d'onde voisines. Ceci fait l'objet du paragraphe suivant :

2 - INFLUENCE DE LA COHERENCE TEMPORELLE SUR LE SPECKLE

A partir de la définition de la fonction de corrélation entre deux speckles, introduite au paragraphe (1.b) on développe, dans le cas de speckles polychromatiques la notion de corrélation relative aux intensités des champs diffusés.

2.a. Position du problème :

On considère le schéma donné en figure (I.2) (x,y) est le plan du diffuseur limité par une ouverture circulaire $o(x,y)$ de diamètre a . Le plan d'observation (u,v) est situé à la distance D suffisamment grande pour appliquer la théorie de Fourier.

Le diffuseur est éclairé en lumière spatialement cohérente de largeur de bande limitée. $S(\lambda)$ définit l'intensité de la radiation pour la longueur d'onde λ . L'expression de l'intensité de speckle en un point (u,v) est donnée par :

$$I(u,v) = \int_0^{\infty} S(\lambda) I(u,v,\lambda) d\lambda \quad (2.1)$$

où $I(u,v,\lambda)$ est l'intensité du point (u,v) produite par le speckle monochromatique de longueur d'onde λ ;

Le moment d'ordre 1 de l'intensité s'écrit :

$$\langle I(u,v) \rangle = \int_0^{\infty} S(\lambda) \langle I(u,v,\lambda) \rangle d\lambda \quad (2.2)$$

et le moment d'ordre 2 :

$$\langle I^2(u,v) \rangle = \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} S(\lambda) S(\lambda') \langle I(u,v,\lambda) I(u,v,\lambda') \rangle d\lambda d\lambda' \quad (2.3)$$

où $\langle \rangle$ indique une moyenne d'ensemble.

En décomposant le terme intégral, le moment d'ordre 2 devient :

$$\begin{aligned} \langle I(u,v) I(u + \Delta u, v + \Delta v) \rangle &= \iint_0^\infty S(\lambda) S(\lambda') \langle I(u,v,\lambda) I(u + \Delta u, v + \Delta v, \lambda') \rangle \\ &\quad d\lambda \, d\lambda' \\ (2.4) \end{aligned}$$

On introduit la fonction de corrélation entre les speckles produits par les différentes longueurs d'onde.

$$\begin{aligned} \langle I(u,v,\lambda) I(u + \Delta u, v + \Delta v, \lambda') \rangle &= \langle A(u,v,\lambda) A^*(u,v,\lambda) \\ &\quad \times A(u + \Delta u, v + \Delta v, \lambda') \\ &\quad A^*(u + \Delta u, v + \Delta v, \lambda') \rangle \quad (2.5) \end{aligned}$$

Appliquons de nouveau le théorème de Reed.

$$\begin{aligned} \langle A(u,v,\lambda) A^*(u,v,\lambda) A(u + \Delta u, v + \Delta v, \lambda') A^*(u + \Delta u, v + \Delta v, \lambda') \rangle &= \\ = \langle I(u,v,\lambda) \rangle \langle I(u + \Delta u, v + \Delta v, \lambda') \rangle + \left| \langle A(u,v,\lambda) A^*(u + \Delta u, v + \Delta v, \lambda') \rangle \right|^2 \\ (2.6) \end{aligned}$$

Mettant à profit l'équation (2.6) et la relation qui existe entre la fonction de corrélation en intensité et la fonction de corrélation en amplitude (paragraphe 1), on écrit la fonction :

$$\begin{aligned} C_{II'}(u,v,\Delta u,\Delta v) &= \iint_0^\infty S(\lambda) S(\lambda') \left| \langle A(u,v,\lambda) A^*(u + \Delta u, v + \Delta v, \lambda') \rangle \right|^2 d\lambda \, d\lambda' \\ (2.7) \end{aligned}$$

2.b. Eclairage polychromatique :

Considérons un diffuseur plan produisant dans le plan d'observation (u,v) une amplitude $A(u,v,\lambda)$. Deux hypothèses sont formulées :

i) Les fluctuations des longueurs de chemin optique sont plus grandes que la longueur d'onde maximale de la lumière incidente ; ce qui implique que l'amplitude du champ suit une loi de distribution normale par un éclairage monochromatique.

ii) Les fluctuations en un point (x,y) sont statistiquement indépendantes des autres points. Ceci n'est pas rigoureusement vrai, mais cette hypothèse est largement vérifiée lorsque l'on considère un grand nombre de centres diffusants.

Lorsque les dimensions du diffuseur sont relativement petites devant la distance D (i.e. $\frac{a}{D} \ll 1$) entre le diffuseur et le plan d'observation, l'amplitude complexe est la transformée de Fourier, de la distribution de l'amplitude complexe dans le plan (x,y) . Si $Z(x,y)$ est la variation aléatoire du chemin optique et $A_0(x,y)$ l'amplitude incidente sur le diffuseur alors ⁽⁶⁾ :

$$A(u,v) = \frac{1}{j\lambda\Delta} \iint_{-\infty}^{+\infty} A_0(x,y) \exp \left\{ -j \frac{2\pi}{\lambda} Z \right\} \exp \left\{ -j \frac{2\pi}{\Delta} (ux + vy) \right\} dx dy \quad (2.8)$$

Introduisons l'expression de l'amplitude dans la fonction de corrélation de l'équation (2.7).

$$C_{II'}(u,v,\Delta u,\Delta v) = \frac{1}{D^4} \iint_0^\infty S(\lambda) S(\lambda')$$

$$\times \left| \iint_{-\infty}^{+\infty} |A_0(x,y)|^2 \exp \left\{ \frac{-j2\pi}{D} \left[\left(\frac{1}{\lambda} - \frac{1}{\lambda'} \right) (ux + vy) - \frac{1}{\lambda'} (x\Delta u + y\Delta v) \right] \right\} \right.$$

$$\left. \times \exp \left\{ -j2\pi Z \left(\frac{1}{\lambda} - \frac{1}{\lambda'} \right) \right\} dx dy \right| > \int^2 d\lambda \int d\lambda' \quad (2.9)$$

———, 4th Ed. 1970.

(6) - BORN and WOLF "Principles of optics", Pergamon, 4th Ed. 1970.

L'expression de la variance est donnée en posant :

$$\Delta u = \Delta v = 0$$

$$\begin{aligned} \sigma(I(u,v)) = & \frac{1}{D^4} \int_0^\infty \int_0^\infty \left(S(\lambda) S(\lambda') \left| \exp\left\{-j2\pi Z\left(\frac{1}{\lambda} - \frac{1}{\lambda'}\right)\right\} \right|^2 \right. \\ & \times \left. \left| \int_{-\infty}^{+\infty} o(x,y) \exp\left\{-j \frac{2\pi}{D} \left(\frac{1}{\lambda} - \frac{1}{\lambda'}\right) (ux + vy)\right\} \right|^2 \right) d\lambda d\lambda' \end{aligned} \quad (2.10)$$

où $o(x,y)$ est la fonction de distribution de l'intensité dans le plan (x,y) du diffuseur.

2c. Speckle à deux longueurs d'onde.

On considère une distribution normale de la variable $Z(x,y)$. La surface éclairée est une pupille circulaire de diamètre a ; la lumière incidente est composée de deux longueurs d'onde voisines λ et $(\lambda + \Delta\lambda)$ de même intensité.

La fonction $S(\lambda)$ s'écrit :

$$S(\lambda) = \delta\left(\lambda - \frac{\Delta\lambda}{2}\right) + \delta\left(\lambda + \frac{\Delta\lambda}{2}\right) \quad (2.11)$$

La fonction caractéristique de la distribution aléatoire $Z(x,y)$ est la transformée de Fourier de sa densité de probabilité. De ce cas de distribution normale, la fonction caractéristique correspondante est :

$$\exp\left\{-j 2\pi Z \left(\frac{1}{\lambda} - \frac{1}{\lambda'}\right)\right\} = \exp\left\{-(2\pi)^2 \sigma_Z^2 \left(\frac{1}{\lambda} - \frac{1}{\lambda'}\right)^2 / 2\right\} \quad (2.12)$$

où σ_Z représente l'écart quadratique moyen en profondeur de la microstructure.

En substituant cette quantité dans l'équation (2.10) et en introduisant la contribution du terme dépendant de la pupille,

$$\sigma(I(u,v)) = \int_0^\infty \int_0^\infty S(\lambda) S(\lambda') \exp\{-(2\pi)^2 \sigma_Z^2 \left(\frac{1}{\lambda} - \frac{1}{\lambda'}\right)^2\} \times \left[\frac{J_1 \left(a \left(\frac{1}{\lambda} - \frac{1}{\lambda'}\right) r'/D\right)}{a \left(\frac{1}{\lambda} - \frac{1}{\lambda'}\right) r'/D} \right] d\lambda d\lambda' \quad (2.13)$$

où $r' = \sqrt{u^2 + v^2}$

De même, on sait que :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \delta(x-a) \delta(y-b) f(x,y) dx dy = f(a,b) \quad (2.14)$$

On décompose le produit $S(\lambda) \cdot S(\lambda')$ en remplaçant $S(\lambda)$ par son expression ; d'où :

$$S(\lambda) \times S(\lambda') = \begin{cases} 1 & \lambda = \lambda' \\ 0 & \text{ailleurs} \end{cases}$$

Ce qui permet d'écrire l'expression simplifiée de $\sigma(I(u,v))$

$$\sigma(I(u,v)) = \exp\{-(2\pi)^2 \sigma_Z^2 \left(\frac{1}{\lambda} - \frac{1}{\lambda'}\right)^2\} \times \left[\frac{J_1 \left(a \left(\frac{1}{\lambda} - \frac{1}{\lambda'}\right) r'/D\right)}{a \left(\frac{1}{\lambda} - \frac{1}{\lambda'}\right) r'/D} \right]^2$$

comme on a $\lambda_2 - \lambda_1 = \Delta\lambda$

l'expression finale de $\sigma(I)$ est :

$$\sigma(I(u,v)) = \exp\left\{-\left\{(2\pi) \sigma_Z \frac{\Delta\lambda}{\lambda^2}\right\}^2\right\} \times \left[\frac{J_1 \left(a \frac{\Delta\lambda}{\lambda^2} r'/D\right)}{a \frac{\Delta\lambda}{\lambda^2} r'/D} \right]^2 \quad (2.15)$$

Une remarque évidente se dégage de cette expression : le speckle obtenu n'est généralement pas stationnaire ; la fonction de corrélation est une fonction des variables d'espace (u,v) du plan d'observation (par l'intermédiaire de r'). Aussi, au voisinage de l'origine du plan (u,v) , la fonction de corrélation ne dépend que des caractéristiques de la surface σ_z et $\Delta\lambda$.

2d. Influence des différents paramètres sur la fonction de corrélation

Les paramètres influents sur la fonction de corrélation sont $\Delta\lambda$, σ_z , a et D ; r' étant la variable d'espace du plan (u,v) .

on écrit $\sigma(I(u,v)) = A \times B$

$$\text{avec } A = \exp \left\{ - \left\{ 2\pi\sigma_z \frac{\Delta\lambda}{\lambda^2} \right\}^2 \right\}$$

$$B = \left[\frac{J_1 \left(a \frac{\Delta\lambda}{\lambda^2} r'/\Delta \right)}{\left(a \frac{\Delta\lambda}{\lambda^2} r'/\Delta \right)} \right]^2$$

Pour deux valeurs limites de σ_z

$$\sigma_z = 0,25 \text{ } \mu\text{m}$$

et $\sigma_z = 5 \text{ } \mu\text{m}$

$$\text{Le rapport : } \frac{a}{D} \approx \frac{1}{40} \quad (\text{dimensions de l'expérience})$$

$$\text{Une longueur d'onde moyenne : } \langle \lambda \rangle = 5600 \text{ } \text{\AA}$$

On se donne une valeur minimale de la fonction de corrélation qui nous permet d'obtenir l'écart spectral correspondant, de même que le degré d'influence du point (u,v) considéré.

Si l'on considère que les speckles sont corrélés pour

$$\sigma(I) > 0,8$$

et que l'on se donne A tel que $A > 0,9$

on effectue le calcul suivant :

$$A > 0,9 \Rightarrow \exp\left\{-\left\{2\pi\sigma_z \frac{\Delta\lambda}{\lambda^2}\right\}^2\right\} > 0,9 ; \left\{2\pi\sigma_z \frac{\Delta\lambda}{\lambda^2}\right\}^2 > \log 0,9 = -0,045$$

$$2\pi\sigma_z \frac{\Delta\lambda}{\lambda^2} < 0,045$$

$$\Delta\lambda < \frac{0,045 \lambda^2}{2\pi\sigma_z}$$

pour $\sigma_z = 0,25 \mu m$ $\Delta\lambda < 90 \text{ \AA}$
 $< \lambda > = 5600 \text{ \AA}$

$\sigma_z = 5 \mu m$ $\Delta\lambda < 4,5 \text{ \AA}$

D'où l'on déduit la valeur maximale de r' qui donne

$$\sigma(I) \approx 0,8 :$$

$$\Delta\lambda = 90 \text{ \AA}$$

$$B > 0,9 \Rightarrow \left(\frac{2J_1 \frac{a}{D} \frac{\Delta\lambda}{\lambda^2} r'}{\left(\frac{a}{D} \frac{\Delta\lambda}{\lambda^2} r' \right)} \right)^2$$

$$0,9 \Rightarrow Z \approx 1$$

Ce qui permet de déterminer la valeur de r' .

$$Z = 1 = \frac{90 r'}{40.56^2 10^4} = > r \approx 1,40 \text{ mm}$$

$$\Delta\lambda = 5 \text{ \AA}$$

$$Z = 1 = \frac{5}{40.56^2 10^4} = > r' \approx 25 \text{ mm}$$

- Limite de corrélation de deux speckles :

Si on considère que deux speckles sont décorrélés quand la fonction de corrélation est réduite de $1/e$, c'est-à-dire : $\sigma(I) = 1/e = 0,43$ calculons la distance limite r' à partir de laquelle la chute de la visibilité ne permet pas une exploitation du système de franges de modulation :

$$\sigma(I) = A \times B = 1/e \approx 0,43$$

d'où l'on détermine les facteurs A et B :

Si on pose à priori $\sigma_z = 0,25 \text{ }\mu\text{m}$ et $\Delta\lambda = 30 \text{ \AA}$ on trouve ainsi la valeur de A

$$A = \exp\left\{-\left\{2\pi \sigma_t \frac{\Delta\lambda}{\lambda^2}\right\}^2\right\} \approx 1$$

et la valeur de B

$$A \times B = 1/e = > B = 1/e \approx 0,43$$

$$\text{soit } \left(\frac{2J_1(Z)}{Z}\right)^2 = 0,43 \quad \text{d'où } Z \approx 2,3$$

Ainsi la valeur de r' correspondante :

$$r' \approx 9,61 \text{ mm}$$

Après avoir décrit l'influence de la cohérence temporelle sur le speckle polychromatique et développé le calcul de la fonction de corrélation de deux speckles à deux longueurs d'onde voisines, on aborde dans le chapitre suivant l'étude de la structure homothétique des deux distributions d'intensités. Ceci, en tenant compte du domaine de corrélation qui est déterminé par les paramètres décrits précédemment.

CHAPITRE I

CONTRÔLE DE FORME PAR SPECKLE

POLYCHROMATIQUE A L'INFINI

INTRODUCTION :

L'application des propriétés de speckles polychromatiques permet d'accéder au relief d'une structure diffusante non uniforme par la mise en évidence des pentes locales de la surface. On développe dans le présent chapitre une méthode de contrôle de forme par propagation libre de speckles à deux longueurs d'onde (appelé aussi speckle à l'infini). On distingue deux parties : dans la première partie (A) , on développe l'étude théorique et la vérification expérimentale de la structure homothétique de deux speckles produits par deux longueurs d'ondes voisines et parfaitement corrélées. On applique, dans la partie (B) cette propriété d'homothétie à la détermination quantitative de la pente d'une surface plane ; ceci permet, en réduisant la dimension du faisceau parallèle d'éclairement et en introduisant un mouvement de translation de la surface ou du dispositif d'inspection ("éclairement-en-registrement"), d'effectuer un relevé précis des pentes caractéristiques d'une ligne de la surface diffusante non uniforme.

Des exemples d'applications multiples (contrôle de planéité, de sphéricité, discrimination des surfaces convexes et concaves, etc...) sont donnés en fin de chapitre, ainsi que les performances et limites de la méthode.

A - ETUDE DE LA STRUCTURE HOMOTHETIQUE DE DEUX SPECKLES PRODUITS PAR DEUX LONGUEURS D'ONDE VOISINES

Deux speckles diffusés par une surface plane quand elle est éclairée simultanément par deux ondes cohérentes de longueurs d'onde voisines, présentent un degré de corrélation qui dépend de l'intervalle spectrale ($\Delta\lambda$) entre les radiations, de l'état de surface et du point de mesure considéré. On a montré précédemment que pour un intervalle spectral $\Delta\lambda$ petit et un choix convenable de la dimension de la pupille $o(x,y)$ et de la distance D , la fonction de corrélation est voisine de 1. On suppose donc ces conditions remplies et la fonction de corrélation invariante dans le domaine considéré du plan (u,v) .

Les éclairements produits par λ et $(\lambda + \Delta\lambda)$ présentent une structure radiale (7) (8) que l'on peut mettre en évidence de plusieurs façons. Nous montrons théoriquement la relation qui existe entre ces éclairements avant de décrire les dispositifs de visualisation appliqués.

1 - ETUDE THEORIQUE.

On considère un diffuseur plan éclairé simultanément par une onde λ et une onde $(\lambda + \Delta\lambda)$ (fig. I.2) ; à une distance D du plan (x,y) on effectue un double enregistrement sur le même support photographique.

De même, le diffuseur est caractérisé par la fonction d'amplitude $o(x,y)$ de contour circulaire, de diamètre a .

Le plan d'enregistrement est suffisamment éloigné pour appliquer la transformation de Fourier. L'amplitude du champ diffusé en un point (u,v) du plan d'enregistrement est à un facteur de proportionnalité près :

(7) G. PARRY : some effects of surface roughness on the appearance of speckle in polychromatic light, Opt. Comm. 1974, 12, pp. 75-78.

(8) J.A. MENDEZ et : Utilisation des franges d'interférence en lumière diffuse pour l'étude de l'état de surface d'un diffuseur, Opt. Comm. 1974, 13, pp. 142-147.
M.L. ROBLIN

$$A(u, v) = TF [o(x, y)]$$

$$= \iint_Q o(x, y) \exp \left\{ j \frac{\pi}{\lambda D} \left[(x - u)^2 + (y - v)^2 \right] \right\} dx dy \quad (I-A.1)$$

$$\text{avec } o(x, y) = \begin{cases} \exp j \frac{2\pi}{\lambda} Z(x, y) & \text{pour } x^2 + y^2 < a^2 \\ 0 & \text{ailleurs} \end{cases}$$

où $Z(x, y)$ est la hauteur du point considéré (x, y) au plan moyen du diffuseur.

L'expression de l'amplitude devient :

$$A(u, v) = \exp \left\{ j \frac{\pi}{\lambda D} (u^2 + v^2) \right\} \iint \exp \left\{ j \frac{2\pi}{\lambda} Z(x, y) \right\} \exp \left\{ j \frac{\pi}{\lambda D} (x^2 + y^2) \right\} \\ \times \exp \left\{ -j \frac{2\pi}{\lambda D} (ux + vy) \right\} dx dy \quad (I-A.2)$$

L'expression de l'intensité enregistrée pour la longueur d'onde λ_1 est :

$$I_1(u, v) = | A_1(u, v) |^2 \\ = \left| \iint \exp \left\{ j \frac{2\pi}{\lambda_1} Z(x, y) \right\} \exp \left\{ j \frac{\pi}{\lambda_1 D} (x^2 + y^2) \right\} \right. \\ \left. \exp \left\{ -j \frac{2\pi}{\lambda_1 D} (ux + vy) \right\} \right| \times dx dy \quad (I-A.3)$$

Si l'on considère l'intervalle spectral $\Delta\lambda$ entre les deux radiations, tel que :

$$\Delta\lambda = \lambda_2 - \lambda_1$$

on écrit alors la relation suivante :

$$\frac{1}{\lambda_2} = \frac{1}{\lambda_1} \left(1 - \frac{\Delta\lambda}{\lambda_1}\right) \quad (I-A.4)$$

Ce qui permet d'écrire l'expression de l'intensité pour la longueur d'onde λ_2 :

$$\begin{aligned} I_2(u, v) &= \left| A_2(u, v) \right|^2 \\ &= \left| \iint \exp\left\{j \frac{2\pi}{\lambda_1} z(x, y)\right\} \exp\left\{j \frac{2\pi}{\lambda_1 \Delta} (x^2 + y^2)\right\} \right. \\ &\quad \times \left(\exp\left\{-j \frac{2\pi}{\lambda_1 \lambda_2} z(x, y) \Delta\lambda\right\} \exp\left\{-j \frac{\pi}{\lambda_1 \lambda_2} (x^2 + y^2)\right\} \right. \\ &\quad \left. \left. \times \exp\left\{-j \frac{2\pi}{\lambda_1 \Delta} (ux + vy) \left(1 - \frac{\Delta\lambda}{\lambda_2}\right)\right\} dx dy \right|^2 \right. \end{aligned} \quad (I-A.5)$$

En comparant les expressions de $I_1(u, v)$ et $I_2(u, v)$, on remarque que l'expression $I_2(u, v)$ se déduit de $I_1(u, v)$ par une simple homothétie de rapport $\left(1 - \frac{\Delta\lambda}{\lambda_2}\right)$, dans la mesure où l'on suppose constant le terme de décorrélation (entre crochets).

$$\text{on pose : } \Omega = \exp\left\{-j \frac{2\pi}{\lambda_1 \lambda_2} z(x, y)\right\} \exp\left\{-j \frac{\pi}{\lambda_1 \lambda_2 D} (x^2 + y^2) \Delta\lambda\right\} \quad (I-A.6)$$

$$\text{de même : } (x^2 + y^2) = \left(\frac{a}{2}\right)^2 = \frac{a^2}{4}$$

$$\text{et } \lambda_1 \lambda_2 \approx \lambda^2$$

l'expression de Ω devient :

$$\Omega = \exp\left\{-j \frac{2\pi}{\lambda^2} z \left(\frac{\Delta\lambda}{\lambda^2}\right)\right\} \exp\left\{-j \frac{\pi a^2}{4\Delta} \left(\frac{\Delta\lambda}{\lambda^2}\right)\right\}$$

Cette quantité traduit la corrélation entre les intensités $I_1(u, v)$ et $I_2(u, v)$. Pour obtenir des speckles corrélés quel que soit le point (u, v) considéré il est nécessaire d'avoir Ω voisin de 1. Pour cela, l'ajustement des diffé-

rents paramètres permet de répondre au problème.

$$\Omega = 1 \quad = >$$

$$a) \quad \exp\{-j 2\pi Z \left(\frac{\Delta\lambda}{\lambda^2} \right)\} = 1$$

$$\text{d'où} \quad 2 Z \left(\frac{\Delta\lambda}{\lambda^2} \right) \ll 1$$

On sait que la limite de corrélation de deux speckles, d'après le chapitre précédent est :

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda^2} \approx \frac{1}{\sigma_Z}$$

$$\text{ou} \quad \sigma_Z \left(\frac{\Delta\lambda}{\lambda} \right) \approx 1$$

Par un choix convenable de λ_1, λ_2 , on peut réaliser la condition suivante :

$$2Z \left(\frac{\Delta\lambda}{\lambda^2} \right) \ll 1$$

$$b) \quad \exp\{-j \frac{\pi a^2}{4\Delta} \left(\frac{\Delta\lambda}{\lambda^2} \right)\} = 1$$

Pour réaliser cette condition, il est évident que :

$$\left(\frac{\Delta\lambda}{\lambda^2} \right) \ll 1$$

$$\text{et} \quad \left(\frac{a}{D} \right) \ll 1$$

(la dimension a du diffuseur est très petite devant D)

Pour conclure, on admet que l'effet de décorrélation entre les deux speckles est négligeable par un choix convenable des paramètres $\Delta\lambda$, a et D . Ainsi, les intensités $I_1(u,v)$ et $I_2(u,v)$ sont homothétiques et l'on peut écrire :

$$I_2(u, v) = I_1\left(u\left(1 - \frac{\Delta\lambda}{\lambda}\right), v\left(1 - \frac{\Delta\lambda}{\lambda}\right)\right) \quad (I-A.6)$$

On retrouve un cas semblable d'homothétie ⁽⁹⁾ d'éclairements en enregistrant un même speckle dans deux plans parallèles.

Pour vérifier cette homothétie, diverses méthodes sont envisageables : observation microscopique de la plaque photographique ; observation à travers un diaphragme, analyse spectrale. Notre choix s'est fixé sur la méthode par analyse spectrale qui non seulement permet de mettre en évidence le rapport d'homothétie mais aussi d'évaluer le facteur de décorrélation.

2 - MISE EN EVIDENCE DE LA STRUCTURE HOMOTHETIQUE PAR L'ANALYSE SPECTRALE LOCALE DE LA TRANSPARENCE.

L'intensité totale enregistrée sur le récepteur photographique est la somme des intensités I_1 et I_2 . La relation d'homothétie précédemment décrite laisse supposer un déplacement de grains homologues, ce qui induit l'existence d'une fonction de modulation de la fonction d'autocorrélation de la pupille objet dans le plan de fourier de la lentille de transformation (fig.1-4). A partir des expressions de $I_1(u, v)$ et $I_2(u, v)$, il est possible d'évaluer la fonction de modulation dans le cas de corrélation totale des speckles.

L'intensité totale $I_T(u, v)$ est :

$$I_T(u, v) = I_1(u, v) + I_2(u, v)$$

avec $\lambda_2 = (\lambda + \Delta\lambda)$

$$\text{soit } \frac{1}{\lambda + \Delta\lambda} = \frac{1}{\lambda} \left(1 - \frac{\Delta\lambda}{\lambda}\right)$$

(9) J.A. MENDEZ et M.L. ROBLIN : "Relation entre les intensités lumineuses produites par un diffuseur dans deux plans parallèles", Opt. Comm. 1974, 11, pp. 245-250.

La condition de corrélation est satisfaisante si $\Omega = 1$ dans l'expression (I-A.6).

De même, admettons que la fonction pupillaire $o(x,y)$ ne varie pas avec la longueur d'onde, l'intensité résultante s'écrit :

$$I_T(u,v) = I_1(u,v) + I_2(u,v) = \left| \iint_P o(x,y) \exp\left\{-j \frac{2\pi}{\lambda\eta} (ux + vy)\right\} dx dy \right|^2 + \left| \iint_P o(x,y) \exp\left\{-j \frac{2\pi}{\lambda\eta} (ux + vy) \left(1 - \frac{\Delta\lambda}{\lambda}\right)\right\} dx dy \right|^2 \quad (I-A.7)$$

Dans le plan de Fourier, l'expression de la somme des intensités s'écrit :

$$I_1 + I_2 = \left| o\left(\frac{u}{\lambda\eta}, \frac{v}{\lambda\eta}\right) \right|^2 + \left| o\left\{\frac{u}{\lambda\eta} \left(1 - \frac{\eta\lambda}{\lambda}\right), \frac{v}{\lambda\eta} \left(1 - \frac{\eta\lambda}{\lambda}\right)\right\} \right|^2 \quad (I-A.8)$$

La transparence $t(u,v)$ de la plaque photographique est proportionnelle à l'intensité enregistrée, soit :

$$t(u,v) = \alpha - \beta \left(I_1(u,v) + I_2(u,v) \right)$$

En éclairant cette transparence par un faisceau parallèle de longueur d'onde λ_r et de section réduite de largeur $2\Delta u$, on obtient dans le plan de la lentille la transformée de Fourier de $t(u,v)$ (fig. I.6).

$$TF [t(u,v)] = TF [\alpha - \beta (I_1 + I_2)] = s(x',y') \quad (I-A.9)$$

où (x',y') sont les coordonnées du plan de Fourier.

L'expression de l'amplitude $s(x',y')$ dans ce plan s'écrit :

$$s(x',y') = \int_{u_0-\Delta u}^{u_0+\Delta u} \int_{v_0-\Delta v}^{v_0+\Delta v} t(u,v) \exp\left\{j \frac{2\pi}{\lambda_r f} (ux' + vy')\right\} du dv \quad (I-A.10)$$

En tenant compte des limites d'intégration, on obtient :

$$s(x', y') = \exp\left\{j \frac{2\pi}{\lambda r f} u_0\right\} \exp\left\{j \frac{2\pi}{\lambda r f} v_0 y'\right\} \int_{-\Delta u}^{+\Delta u} \int_{-\Delta v}^{+\Delta v} t(u, v) \exp\left\{j \frac{2\pi}{\lambda r f} (ux' + vy')\right\} du dv \quad (I-A.11)$$

Ainsi, la dimension de l'aire d'intégration suivant u se définit par :

$$\text{rect} \left(\frac{u - u_0}{2\Delta u} \right) \text{ pour la première exposition} \quad (I-A.12)$$

$$\text{rect} \left[\frac{u(1 - \frac{\Delta\lambda}{\lambda}) - u_0}{2\Delta u} \right] \approx \text{rect} \left[\frac{(1 - \frac{\Delta\lambda}{\lambda}) [u - u_0(1 + \frac{\Delta\lambda}{\lambda})]}{2\Delta u} \right] \quad (I-A.14)$$

pour la deuxième exposition

On considère la dilatation du domaine d'intégration comme négligeable.

En remplaçant $t(u, v)$ par sa valeur dans l'équation (A.10) ; l'expression de l'amplitude diffractée s'écrit :

$$s(x', y') = \int_{-\Delta u}^{+\Delta u} \int_{-\Delta v}^{+\Delta v} \alpha \exp\left\{j \frac{2\pi}{\lambda r f} (ux' + vy')\right\} du dv$$

$$= \int_{-\Delta u}^{+\Delta u} \int_{-\Delta v}^{+\Delta v} \exp\left\{j \frac{2\pi}{\lambda r f} u_0 x'\right\} \left| O \left(\frac{u}{\lambda D}, \frac{v}{\lambda D} \right) \right|^2 \exp\left\{j \frac{2\pi}{\lambda r f} (ux' + vy')\right\} du dv$$

$$= \int_{-\Delta u}^{+\Delta u} \int_{-\Delta v}^{+\Delta v} \exp\left\{j \frac{2\pi}{\lambda r f} u_0 \left(1 + \frac{\Delta\lambda}{\lambda}\right)\right\} \left| O \left(\frac{u}{\lambda D}, \frac{v}{\lambda D} \right) \right|^2 \exp\left\{j \frac{2\pi}{\lambda r f} (ux' + vy')\right\} du dv$$

Cette expression s'écrit plus simplement :

$$s(x', y') = K \delta\left(\frac{x'}{\lambda r f}, \frac{y'}{\lambda r f}\right) + \left| O\left(\frac{D}{f} x', \frac{D}{f} y'\right) \right|^2 \left[2 + 2 \cos \frac{\pi}{\lambda \lambda r f} \sqrt{u^2 + v^2} \right]$$

on pose $d = \sqrt{u^2 + v^2}$ qui représente la distance du point considéré au centre de l'homothétie :

$$s(x', y') = k \delta\left(\frac{x'}{\lambda r f}, \frac{y'}{\lambda r f}\right) + \left| O\left(\frac{\Delta}{f} x', \frac{\Delta}{f} y'\right) \right|^2 \times 2 \left[1 + \cos \frac{\pi \Delta \lambda}{\lambda \lambda r f} d \right]$$

(I-A.15)

La figure de diffraction de la transparence est composée d'un point brillant au centre et de la fonction d'autocorrélation de la pupille objet modulée par un système de franges sinusoidales porteuses de l'information relative à la relation d'homothétie entre les speckles enregistrés.

L'existence de la modulation est ainsi démontrée. On en déduit le pas p du système de franges qui permet de remonter au déplacement moyen des grains homologues dans l'aire d'intégration.

$$p = \frac{\lambda \lambda r f}{\Delta \lambda \cdot d} = \frac{\lambda r f}{\frac{\Delta \lambda}{\lambda} d} = \frac{\lambda r f}{d_u} \quad (I-A.16)$$

d'où $d_u = \left(\frac{\Delta \lambda}{\lambda} \right) d$ (I-A.16) est l'amplitude du déplacement des grains, ce qui correspond bien au rapport d'homothétie $\left(1 - \frac{\Delta \lambda}{\lambda} \right)$ entre les éclairagements.

On remarque que pour $d \equiv 0$ ou $d_u \equiv 0$ le déplacement des grains est nul sur l'axe de symétrie.

3 - VERIFICATION EXPERIMENTALE DE LA RELATION D'HOMOTHETIE DE RAPPORT $(1 - \frac{\Delta\lambda}{\lambda})$: SPECKLES PRODUITS PAR UNE SURFACE PLANE OPAQUE DIFFUSANTE.

Dans le but d'une application de cette propriété d'homothétie d'éclairements à l'étude de la forme de surfaces mécaniques, on procède à la vérification expérimentale de cette relation dans le cas de speckles produits par une surface plane opaque diffusante.

On éclaire par une onde plane cohérente (fig. I.7) une surface diffusante suivant un angle d'incidence (i) . A une distance D dans la direction de réflexion spéculaire, on dispose un récepteur photographique (plaques photographiques AGFA 10 E 56) centré sur l'axe de symétrie. On réalise ainsi pour chaque valeur de $\Delta\lambda$ un enregistrement en double exposition ⁽¹⁰⁾.

Le montage de diffraction utilisé est représenté sur le schéma de la figure (I.6). A une distance d de l'axe de symétrie qui est le centre de l'homothétie, on isole un élément de surface ΔS ; les speckles étant parfaitement corrélés, chacun des grains qui est situé à cette distance d de l'axe aura son homologue à la distance $d(1 - \frac{\Delta\lambda}{\lambda})$. Donc le speckle isolé aura subi un déplacement $d_u = (\frac{\Delta\lambda}{\lambda}) d$ entre les deux expositions. Ceci est vrai si la zone isolée est suffisamment petite pour que le déplacement des grains homologues reste à peu près constant. Pour cela, on effectue l'analyse spectrale avec un laser à Helium-Néon, Spectra-Physics - mod 120 (15 mW), ayant un faisceau de section inférieure à 1 mm de diamètre.

comme : $d_u = \frac{\Delta\lambda}{\lambda} d$

le pas des franges obtenues est : $p = \frac{\lambda r f}{d_u} = \frac{\lambda r \lambda r}{\Delta\lambda . d}$

On trace la courbe $\frac{1}{p} = f(d)$ pour différentes valeurs de $\Delta\lambda$, pour une longueur d'onde moyenne $\langle \lambda \rangle = 6000 \text{ \AA}$. On dresse ainsi un tableau donnant les valeurs théoriques et expérimentales des pentes obtenues. Les courbes sont

(10) J.F. BOBILLIER : "Détermination de la corrélation spatiale et chromatique entre deux ou plusieurs speckles", D.E.A., Besançon, 1975.

données sur la figure (I.8) ainsi qu'un exemple de franges obtenues par $\Delta\lambda = 15 \text{ Å}$ sur la figure (I.9).

(	:	:	)
(	:	Pente	:
(	$\Delta\lambda$	théorique	:
(	(Å)	:	Pente
(	:	:	expéri-
(	:	:	mentale
(	:	:	)
(	:	:	)
(	30	48	:
(	:	:	44
(	:	:	)
(	:	:	)
(	:	:	)
(	15	96	:
(	:	:	95
(	:	:	)
(	:	:	)
(	:	:	)
(	7,5	129	:
(	:	:	200
(	:	:	)

L'hypothèse de l'homothétie entre les deux éclairagements est bien vérifiée. On peut donc appliquer cette propriété particulière à l'étude des pentes d'une structure mécanique. Ce qui fait l'objet de la partie (B) de ce chapitre.

B - APPLICATION A LA DETERMINATION DES PENTES D'UNE SURFACE

La détermination de la distance du point d'analyse par rapport à la direction de réflexion spéculaire *constitue le critère de base* de la détermination de la pente moyenne d'une surface diffusante. Ceci nécessite néanmoins une disposition particulière des directions d'éclairement et d'observation pour accéder à la *pente réelle* définie par rapport à un plan de référence préalablement choisi. Ce plan constitue le plan moyen de pente nulle.

1 - PRINCIPE DE MESURE D'UNE PENTE

Considérons le schéma de la figure (I.10) : le diffuseur fait un angle i par rapport au plan de référence ; la direction d'incidence fait un angle α avec le plan moyen du diffuseur. L'analyse spectrale au point M_0 du récepteur photographique permet d'accéder à la distance d , distance par rapport à la direction de réflexion spéculaire en appliquant la relation (I.A.16) comme :

$$d_u = \left(\frac{\Delta\lambda}{\lambda}\right) d \quad \Rightarrow \quad d = \left(\frac{\lambda}{\Delta\lambda}\right) d_u \quad (\text{I.B.1})$$

Connaissant la distance D , on peut déterminer l'angle β du triangle M_0MH

$$\frac{d}{D} = \sin \beta \quad \beta = \arcsin \left(\frac{d}{D}\right) \quad (\text{I.B.2.})$$

avec $\beta = \alpha + i$

d'où en remplaçant d par sa valeur :

$$\alpha + i = \arcsin \left(\frac{\lambda}{\Delta\lambda} \frac{d_u}{D}\right)$$

L'absence de relation entre α et i ne nous permet pas de déduire la valeur de l'angle i que l'on cherche à déterminer ; ce qui nous amène à mettre en application un dispositif pour éliminer α et mesurer directement la déviation de la surface par rapport au plan de référence.

1.a. Dispositif de mesure de la pente réelle

Pour obtenir $\alpha \equiv 0$, on effectue l'illumination sous une incidence normale au plan de référence de même que l'enregistrement-analyse sera fait sur l'axe du faisceau parallèle d'éclairement. Les schémas de la figure (I.11) représentent deux

Sur (a) on dispose une lame séparatrice prismatique pour n'enregistrer que la speckle réfléchi par la face avant disposée à 45° par rapport à l'axe du faisceau incident. Le récepteur photographique est centré sur l'axe de la direction de réflexion spéculaire par rapport au plan de référence : en d'autres termes, le point d'analyse M_0 est sur l'axe d'incidence. Sur (b), on met en oeuvre un miroir métallisé face avant au centre duquel se trouve une zone non métallisée permettant le passage du faisceau incident, c'est la solution finalement choisie pour effectuer l'ensemble des manipulations de mesure.

Le schéma de la figure (I.12) permet de comprendre les dispositifs précédents. Le point M_0 est sur l'axe, perpendiculaire au plan de référence. Le plan moyen de la surface diffusante fait un angle (i) avec ce plan de référence. De même la normale à cette surface diffusante fait un angle identique avec la direction d'incidence et de réflexion spéculaire : ces deux directions font entre elles un angle $(2i)$ que l'on peut déterminer, ce qui nous donne finalement l'angle (i) recherché.

A partir de la figure (I.12), on obtient

$$\frac{d}{D} = \sin 2i \quad (\text{I.B.4})$$

$$d'où \ 2i = \arcsin \left(\frac{d}{D} \right)$$

$$i = \frac{1}{2} \arcsin \left(\frac{d}{D} \right) \text{ d'après (I.A.15) et (I.A.16)}$$

$$i = \frac{1}{2} \arcsin \left(\frac{\lambda r f}{P D} \times \frac{\lambda}{\Delta \lambda} \right) \quad (\text{I.B.5})$$

L'angle i est complètement déterminé en connaissant D et $\Delta \lambda$ de même que le pas P des franges d'Young obtenues.

1.b : Une application simple de la méthode : détermination de l'angle de rotation d'une surface :

Considérons une surface diffusante plane qui fait un angle i avec un plan de référence. La variation de cet angle d'une quantité Δi peut être mise en évidence par cette méthode de speckle polychromatique (figure I.13). Avant la rotation de la surface, on effectue un enregistrement double-exposition qui donnera après analyse spectrale un pas de franges P_1 . Après la rotation d'une quantité Δi , le pas de franges obtenues est P_2 . Pour déterminer la mesure de Δi , on applique les relations (I.B.4) et (I.B.5).

De la figure (I.13) on peut écrire :

$$\frac{d_1}{D} = \sin (2i)$$

$$\frac{d_2}{D} = \sin 2 (i+\Delta i)$$

et

$$i = \frac{1}{2} \arcsin \left[\frac{\lambda r f}{P_1 D} \left(\frac{\lambda}{\Delta \lambda} \right) \right]$$

$$i + \Delta i = \frac{1}{2} \arcsin \left[\frac{\lambda r f}{P_2 D} \left(\frac{\lambda}{\Delta \lambda} \right) \right]$$

d'où

$$\Delta i = \frac{1}{2} \left\{ \arcsin \left[\frac{\lambda r f}{P_1 D} \left(\frac{\lambda}{\Delta \lambda} \right) \right] - \arcsin \left[\frac{\lambda r f}{P_2 D} \left(\frac{\lambda}{\Delta \lambda} \right) \right] \right\} \quad (\text{I.B.C.})$$

2 - CONTRÔLE DE FORME DE SURFACES PAR BALAYAGE LASER

En introduisant un système de balayage entre la surface et le dispositif d'inspection, cette méthode de mesure de pentes permet de mettre en évidence le profil d'une surface non polie par rapport à un plan moyen qui est schématisé auparavant comme étant le plan de "références". Ceci nécessite un faisceau parallèle d'éclairement de section assez réduite pour accroître la "résolution" de la méthode et traduire un profil le plus fidèle possible. Le balayage peut être obtenu de deux façons particulières (figure I.14) :

- a) translation du dispositif d'inspection - surface statique
- b) translation de la surface - dispositif d'inspection statique

2.a : Dimension du faisceau et "résolution" de la méthode :

Le relevé des pentes point par point a pour effet une discontinuité dans la connaissance du profil de la surface (figure I.15). Pour cela, il est nécessaire d'adapter le pas du déplacement de la surface (ou du système) à la dimension du faisceau parallèle d'éclairement de manière à ce que les zones éclairées puissent se recouvrir.

D'autre part, la section du faisceau constitue la pupille d'éclairement du système. La précision ou la résolution sur la détermination de la pente d'un élément de surface est limitée par la dimension du faisceau qui fixe la largeur de la fonction d'autoconélation de la pupille lors de l'analyse spectrale. Un compromis entre les paramètres est donc nécessaire pour effectuer le balayage de la surface. La solution est finalement dans la réduction du pas de déplacement de la surface donnant ainsi un relevé quasi continu du profil.

2.b: Description du montage expérimental :

On utilise comme source d'éclairement un laser à colorant (Dye Laser) Spectra physics, modèle 370, couplé avec un dispositif de contrôle en fréquence de l'émission (figure I.16), ce qui permet d'obtenir avec précision un intervalle spectral allant de $0,3$ à 100° . Un système afocal élargit le faisceau donnant ainsi une onde plane à section variable. Afin de récupérer le maximum de lumière diffusée par la surface, on dispose le miroir (§1.a) à 45° de manière à obtenir le point d'analyse dans l'axe de la direction d'incidence. L'enregistrement est effectué photographiquement sur du film holographique AGFA 10E75. Enfin, le balayage de la surface est obtenu en disposant cette dernière sur une platine micrométrique à commande manuelle.

Méthode de détermination du plan moyen :

Toute surface non parfaitement uniforme présente un plan moyen à partir duquel seront déterminées les pentes caractéristiques de cette irrégularité. Il est donc nécessaire d'obtenir des mesures absolues des pentes en prenant préalablement un plan moyen de pente nulle ($i \equiv 0$). Pour cela on effectue une opération de réglage permettant de remplir cette condition.

Le schéma de principe est donné sur la figure (I.17) : on place un miroir contre la surface à étudier, réfléchissant ainsi le faisceau parallèle. Ce dernier est ensuite dévié à 45° par le miroir. Pour centrer ce faisceau sur le récepteur, on adapte un système optique (objectif photographique) sur la caméra. puis, par l'intermédiaire du viseur on règle la géométrie de l'ensemble de manière à positionner le spot sur le centre du récepteur qui est le point M_0 .

2.c. Etude de la linéarité

Avant d'appliquer cette méthode aux surfaces présentant une forme particulière, il est nécessaire de vérifier la linéarité de l'amplitude de déplacement (d_u) de deux speckles homologues en fonction de la pente correspondante (i).

On effectue pour cela une expérience de mesure d'angle, en appliquant le dispositif qui est schématisé sur la figure (I.16) dans le cas d'une surface plane montée sur une tourelle graduée. L'ensemble des paramètres restant constants, seul l'angle i varie. Pour chaque angle i_k , on effectue un enregistrement double-exposition qui donne, après analyse, un système de franges de pas p_k qui correspond à une pente théorique ($i_{kthéo}$). Le but est ainsi de comparer les valeurs expérimentales de $i_{k exp}$ avec les valeurs théoriques. La courbe de linéarité est représentée sur la figure (I.18) pour un intervalle spectral ($\Delta\lambda$) de $10 \text{ \AA}$, $D = 200 \text{ mm}$, $\sigma = 10 \text{ mm}$.

A partir de l'équation (I.B.5) on calcule l'angle i_k correspondant à chaque système de franges de pas p_k . La courbe ainsi obtenue est une droite, ce qui montre bien que la relation $d_u = f(i)$ est linéaire. De même qu'il y a correspondance entre les valeurs théoriques et expérimentales de la pente i_k .

3 - APPLICATIONS

3.a. Contrôle de sphéricité et mesure du rayon de courbure d'une surface

La déflexion de speckles par effet de pente permet une application directe à la mesure du rayon de courbure de surfaces sphériques (ou cylindriques). Ceci se limite néanmoins aux rayons de grande dimension de façon à négliger la variation (ΔD) de la distance (D) entre la surface et le récepteur d'enregistrement (figure I.19.b) ; ce que l'on peut supposer étant donné les valeurs numériques de D . On écrit donc que $D \approx (D + \Delta D)$ avec $D \gg \Delta D$.

L'axe (y) de déplacement nul du speckle étant déterminé par l'absence de franges d'Young (figure I.19.a), la connaissance de l'abscisse (Δx) du point d'éclairement M permet d'accéder au rayon de courbure si la relation suivante

$$\frac{\Delta x_k}{\sin i_k} = \text{cte} = r \text{ (rayon de courbure)} \quad (\text{I.B.7})$$

est vérifiée pour tous les points M_k considérés.

La méthode est d'autant plus précise que le pas de translation de la surface est petit.

Vérification de la méthode pour un cylindre de rayon de courbure $r = 200$ mm (figure I.19).

$$\begin{aligned}\Delta\lambda &= 10 \text{ \AA} \\ \langle\lambda\rangle &= 6000 \text{ \AA} \\ f &= 100 \text{ mm} \\ D &= 200 \text{ mm}\end{aligned}$$

On effectue une mesure tous les 10 mm à partir de la génératrice du cylindre. On vérifie aussi la relation (I.B.7) connaissant la valeur exacte du rayon. On en déduit le tableau suivant :

$ x _{\text{mm}}$	10	20	30	40	50
r calculé (mm)	203	199	201	198,5	195

On peut estimer l'erreur à 3 %

3.b. Sensibilité et gamme de mesure de la méthode

Le critère de mesure des pentes étant la mesure du pas des franges de diffraction, les valeurs maximale et minimale de p imposent les valeurs limites des pentes détectables. Ceci fixe donc la sensibilité et la gamme de mesure.

1 - *Sensibilité : pente minimale détectable*

La dimension de la fonction d'autocorrélation de la pupille impose le pas p_{max} détectable. Si l'on a un faisceau de diamètre ρ , la fonction d'autocorrélation aura un diamètre égal à 2ρ , ce qui donne un pas p_{max} égal à ρ .

$$p_{\text{max}} = \rho$$

On peut accéder à la valeur minimale de (d_u) donc à l'angle $i_{\min}$

$$P_{\max} = \frac{\lambda r f}{d_{u \min}} \quad d_{u \min} = \frac{\lambda r f}{P_{\max}} = \frac{\lambda r f}{\rho}$$

d'où

$$i_{\min} = \frac{1}{2} \arcsin \left| \frac{\lambda r f}{\rho D} \left(\frac{\lambda}{\Delta \lambda} \right) \right| \quad (\text{I.B.8})$$

Ceci montre que la pente minimale détectable est inversement proportionnelle à $\Delta \lambda$ et D . Il est donc nécessaire d'appliquer un intervalle spectral assez grand dans le domaine de corrélation pour déterminer la pente minimale d'une surface.

2) Pente maximale détectable

Le pas minimal exploitable est lié à la dimension moyenne du grain de speckle. On montre⁽¹¹⁾ que la limite est atteinte quand P est de l'ordre de 5σ (σ étant la dimension moyenne du grain). On pose donc $P_{\min} = 5\sigma$, ce qui permet d'obtenir le déplacement maximal (d_u) des grains homologues donnant la pente maximale de la surface.

On définit σ tel que : $\sigma = \frac{\lambda D}{\rho}$

d'où :

$$d_{u \max} = \frac{\lambda r f}{P_{\min}} = \frac{\lambda r f}{5 \frac{\lambda D}{\rho}} = \frac{\lambda r f}{5} \frac{\rho}{\lambda D}$$

donnant pour $i_{\max}$:

$$i_{\max} = \frac{1}{2} \arcsin \left| \frac{\lambda r f}{5 D^2} \frac{\rho}{\Delta \lambda} \right| \quad (\text{I.B.9.})$$

(11) E. ARCHBOLD and A.E. ENNOS
Displacement measurement from double-exposure Laser Photographs
Opt. Acta, 1972, 19, pp. 253-271.

Application numérique

Pour deux exemples de rugosités introduites dans la première partie et pour les intervalles spectraux limites de corrélation correspondants, on calcule les angles $i_{\min}$ et $i_{\max}$ en appliquant les relations (I.B.8) et (I.B.9) pour les mêmes paramètres qu'au paragraphe (3.a).

$$\sigma_z = 0,25 \mu\text{m}$$

$$\Delta\lambda_{\max} = 90 \text{ \AA}$$

$$i_{\min} = 0,10^\circ (=6')$$

$$i_{\max} = 4,77^\circ$$

$$\sigma_z = 5 \mu\text{m}$$

$$\Delta\lambda_{\max} = 4,5 \text{ \AA}$$

$$i_{\min} = 1,74^\circ$$

$$i_{\max} = 40^\circ$$

En fait, il est possible d'abaisser la limite de sensibilité en augmentant la distance D au risque d'une décroissance du degré de corrélation et une baisse de visibilité des franges de diffraction.

3.c. Contrôle de planéité et discrimination des surfaces concaves et des surfaces convexes

i) Contrôle de planéité

Le balayage d'une surface permet d'en fixer le critère de planéité correspondant dans la limite de sensibilité appliquée.

On donne un exemple d'application (figure I.2.1) sur une plaque de métal sur laquelle on a effectué une discontinuité de forme par pliage puis redressage. Après le sablage de cette surface, la discontinuité n'est plus visible. Avec un intervalle spectral $\Delta\lambda = 30 \text{ \AA}$, on procède à une série d'enregistrements espacés de 5 mm avec un faisceau de diamètre $\rho = 10 \text{ mm}$. Le déplacement des grains de speckles est partout nul à l'exception du point de discontinuité.

ii) Rotation auxiliaire : détermination du signe d'une pente
.....

Les méthodes de speckle photographie par double-exposition permettent de mettre en évidence l'amplitude du déplacement, sa direction, mais pas son sens dans le cas de dispositifs simples⁽¹²⁾. Ainsi, on détermine ici les valeurs absolues des pentes, sans aucune information sur leur signe, pour cela, et dans le but de déduire une information sur la forme globale de la surface (concavité, convexité), on est amené à mettre en application une rotation auxiliaire de la surface ou du faisceau d'éclairement et d'observer l'évolution des systèmes de franges correspondants.

Considérons la figure (I.22) :

Si l'on effectue deux enregistrements successifs en double-exposition, avant et après la rotation auxiliaire d'un angle i_0 , nous obtenons deux possibilités de variations du pas des franges :

a) $P_1 < P_2$ est le cas de la figure (I.22.a)

La rotation auxiliaire induit une diminution de la pente par la diminution de d ($d_2 < d_1$), on obtient un système de franges de pas $P_2 > P_1$; ce qui correspond à une surface concave.

b) $P_1 > P_2$ (figure I.22.b)

La rotation accroît la pente au point M ($d_2 > d_1$), les franges deviennent plus serrées, on a ainsi affaire à une surface convexe.

(12) A.K.AGGARWAL and P.C. GUPTA

A technique to detect sign of in plane displacement using laser speckle photography.

J. Optics, 1977, 8, pp. 267-270.

Cette rotation auxiliaire peut être obtenue, nous l'avons déjà dit, en faisant tourner ou la surface, ou le faisceau, seulement, il semble plus pratique d'effectuer une rotation de la surface pour obtenir un éclaircissement dans le voisinage immédiat du point M considéré.

4 - CONCLUSION

La structure homothétique caractéristique de l'addition incohérente de deux speckles produits par deux longueurs d'onde voisines a permis de lier par une relation simple, l'amplitude de déplacement de grains homologues avec l'intervalle spectral entre les radiations.

Par ailleurs, l'adaptation de cette propriété, par un arrangement géométrique et l'introduction d'un mouvement de balayage a abouti à la mise au point d'un dispositif de détection et de mesure de pentes. Après avoir vérifié la validité de cette technique (linéarité, comparaison des valeurs théoriques et expérimentales), nous avons procédé à quelques applications simples comme la mesure du rayon de courbure ou la détection d'un défaut de planéité. Les résultats obtenus semblent satisfaisants particulièrement dans la recherche du seuil de sensibilité ($i_{\min}$ de l'ordre de 5'). Malgré ces performances, l'aspect ponctuel et la lourdeur de la mise en oeuvre réduit de façon notable le développement de la méthode. En effet, l'utilisation de récepteurs photographiques comme récepteurs de speckles interdit toute application dans le cadre d'un contrôle industriel répétitif.

CHAPITRE II

CONTRÔLE DE FORME PAR SPECKLE IMAGE POLYCHROMATIQUE

INTRODUCTION

La méthode de contrôle de forme par speckle polychromatique à l'infini décrite précédemment, reste essentiellement une *méthode ponctuelle* de mesure des pentes. Devant l'intérêt d'un contrôle global non destructif de structures, diverses techniques de topographie ont été développées. Celles-ci sont basées sur différents principes : projection de franges^(13,14,15), projection de speckles⁽¹⁶⁾, moirés⁽¹⁷⁾, interférométrie holographique^(18,19), double photographie de speckle⁽²⁰⁾. Toutes ces méthodes permettent une visualisation des formes tridimensionnelles par la mise en évidence des courbes de niveaux d'égale amplitude. On développe dans le présent chapitre, une méthode similaire en appliquant la double photographie de speckle à deux longueurs d'onde^(21,22).

-
- (13) P. BENOIT, E. MATHIEU, J. HORMIERE
Characterization and control of three dimensional objects using fringe projection techniques.
Jour. of Optics, 1975, 6, pp. 67-86.
- (14) B. DESSUS, M. BLANC
The fringe method and its application for deformation of objects
Opto-Electronics 1973, 5, pp. 369-397.
- (15) B. DESSUS, J.P. GEPARDIN, P. HOUSSELET
Une méthode de franges en temps réel et ses applications industrielles
Opt. and Quand. Electronic, 1975, 7, pp. 15-45.
- (16) G. TPIBILLON
Contouring by projection of multiple wavelength speckle patterns
J.O.S.A., 1978, 68, p. 1391.
- (17) H. TAKASAKI
Moiré topography
Appl. Optics, 1973, 7, pp. 845-850.
- (18) N. ABRAMSON
Sandwich hologram interferometry : contouring
Appl. Optics, 1976, 15, pp. 200-205.

On a montré au chapitre précédent la relation qui existe entre la pente d'une surface plane diffusante par rapport à un plan de référence et le déplacement de speckles homologues, cette propriété, étendue à l'ensemble d'une structure non uniforme, conduira à la visualisation des courbes isothétiques qui représentent les courbes d'égal déplacement de speckles. Ces courbes sont aussi appelées *courbes d'égal pente* ; elles quantifient finalement la forme globale de la surface.

L'étude de cette technique se compose de deux parties assez distinctes : la partie (A) est traitée comme une application directe du chapitre premier, pour la mesure des pentes, alors que dans la partie (B) on développe une étude analogique de la théorie du speckle topologique avec les propriétés de speckles polychromatiques.

A - SPECKLE IMAGE DEFOCALISE

Lorsqu'une surface diffusante *non uniforme* est éclairée par une onde plane monochromatique, spatialement cohérente, elle produit un speckle qui est porteur de l'information caractéristique du relief. L'observation dans un plan frontal (en avant de la surface) traduit, par l'application de la double photographie de speckle à deux longueurs d'onde, cet effet de relief par la visualisation de la variation d'amplitude de déplacement de grains homologues due à cette variation de forme de la structure.

1 - DESCRIPTION DU PHENOMENE

On enregistre sur un même support photographique, les deux speckles

(19) G. TRIBILLON

Speckle and holography image applied to contouring
Conf. O.S.A. Octobre 1977, TORONTO - CANADA.

(20) M.L. ROBLIN, EL. DESSOUKI, M. MENU

Détermination des lignes de niveau par double photographie de speckle
Optics Comm. 1977, 22, pp. 307-311.

(21) G. TRIBILLON

Speckle image à deux longueurs d'onde appliqué à la mesure du rayon de courbure d'une surface cylindrique.
Optics Comm. 1977, 20, pp. 229-233.

(22) G. TRIBILLON

Two wavelength speckle image applied to contouring
S.P.I.E. 1977, 16, pp. 286-290.

produits par la surface diffusante pour les longueurs d'onde λ et $(\lambda + \Delta\lambda)$. Le dispositif est schématisé sur la figure (II.1). La surface étant éclairée par une onde plane monochromatique (laser). Un système optique forme une image de cette surface dont le plan de mise au point est en avant de l'objet, constituant en quelque sorte, un plan de référence. Les images enregistrées relatives à λ et $(\lambda + \Delta\lambda)$ ont toutes deux l'aspect de la surface observée mais la microstructure est légèrement différente par suite du changement de longueur d'onde. On a montré que pour un intervalle spectral assez petit, les speckles se déduisent l'un de l'autre par une simple homothétie. Cette propriété permet d'appliquer une démarche analogue pour la détermination du relief de la surface.

Si l'on considère les mouvements des grains de speckles dans le plan visé (P), on peut déduire que (figure II.2) un grain de coordonnées $B_1(x, y)$ pour λ_1 , aura son homologue $B_1(x+dx, y+dy)$ pour $(\lambda_1 + \Delta\lambda)$. La distance entre les deux grains sera fonction de la pente moyenne de l'élément de surface déterminé par l'ouverture du système optique.

Du fait de la complexité du mouvement du speckle dans le plan (P) et à travers la pupille du système optique, on ne considèrera dans la méthode de calcul que l'amplitude du déplacement qui est déterminée par la distance à la direction de réflexion spéculaire. Chaque élément de surface est alors caractérisé par une pente moyenne. Certains auteurs⁽²³⁾ ont néanmoins proposé une approche analytique de l'expression de l'amplitude de l'onde diffusée dans le plan image dans le cas de speckle polychromatique. Les conclusions déduites ne permettent pas une application à notre problème.

1.a. Calcul de l'amplitude de déplacement du speckle

On schématise le déplacement de grains homologues dans le cas d'une incidence oblique et pour deux pentes d'une même surface (figure II.4). Dans le plan (P), l'amplitude d_x du déplacement peut s'écrire à partir de l'équation (I.A.16).

$$d_x = \left(\frac{\Delta\lambda}{\lambda}\right)d$$

(23) A. JAIN and N. GEORGES

Speckle reduction using multiple tones of illumination
Appl. Optics 1973, 12, pp. 1202-1212.

Ainsi, par l'intermédiaire des angles d'incidence et d'observation respectivement i et r , on exprime d , distance du point 'd'observation' à la direction de réflexion spéculaire de l'élément de surface.

. Pour le point A_1

$$d_1 = D \sin (i_1 - r_1) \quad (II.A.1.)$$

$$d_x = \left(\frac{\Delta\lambda}{\lambda}\right) D \sin (i_1 - r_1)$$

L'amplitude d'_x du déplacement dans le plan $P'(x', y')$, qui est le plan d'enregistrement, est :

$$d'_x = G \times d_x \quad (II.A.2.)$$

où G est le grandissement du système optique. Cette amplitude s'écrit alors

$$d'_{x_1} = G \left(\frac{\Delta\lambda}{\lambda}\right) D \sin (i_1 - r_1) \quad (II.A.3.)$$

. Pour le point A_2

$$d_2 = D \sin (r_2 + i_2)$$

et

$$d'_{x_2} = G \left(\frac{\Delta\lambda}{\lambda}\right) D \sin (i_2 + r_2) \quad (II.A.4.)$$

On remarque aussi que l'expression de l'amplitude de déplacement d'_x donc de la pente correspondante diffère pour chaque élément de surface. Ceci ne permet donc pas de traduire quantitativement le relief de cette structure. Pour cela, il est nécessaire de réaliser un dispositif géométrique qui permet d'obtenir la valeur des pentes réelles par rapport à un plan de référence.

1.b. Incidence normale : détermination de la pente réelle

La distance de défocalisation D étant petite, on suppose dans tout le calcul que tout point A_i de la surface se déduit du point homologue P_i du plan (P) par une simple projection de ce plan sur la surface.

De même, si D est supposé constant sur l'étendue de la surface, on peut déterminer sans difficulté l'amplitude du déplacement d'_x obtenu dans le plan image (x', y') .

Le dispositif expérimental est schématisé sur la figure (II.5) et l'étude géométrique au niveau du plan de visée (P) sur la figure (II.6).

Le speckle produit au point B_1 provient de l'élément de surface AS qui est centré sur le point A_1 et de contour déterminé par l'ouverture du système optique. Le déplacement d_x en P_i , dans le plan (P) est déterminé par l'intermédiaire de d qui permet d'extraire l'angle (i) qui caractérise la pente moyenne en A_1 .

L'expression de d est (figure II.6) :

$$d = D \sin 2i \quad (\text{II.A.5.})$$

L'équation (I.A.16) précédemment réécrite sera :

$$d_x = \left(-\frac{\Delta\lambda}{\lambda}\right) D \sin 2i$$

Ce qui donne l'expression de d'_x , déplacement dans le plan (x', y') :

$$d'_x = G.D. \left(-\frac{\Delta\lambda}{\lambda}\right) \sin 2i \quad (\text{II.A.6.})$$

d'où enfin la pente (i) cherchée :

$$i = \frac{1}{2} \arcsin \left| \frac{d'_x}{G \cdot D} \frac{\lambda}{\Delta\lambda} \right| \quad (\text{II.A.7.})$$

On retrouve une équation donnant la pente, sensiblement identique à celle du chapitre précédent. Les paramètres G et D étant connus, l'analyse des transparences permet de déduire les valeurs numériques de (i) , donc des pentes d'une surface.

1.c. Dimension de la zone de contribution

L'étude de contrôle de forme développée au chapitre premier est basée sur la détermination de la pente moyenne d'une surface plane. Cette pente moyenne est en fait obtenue en réduisant considérablement la dimension du faisceau parallèle d'éclairement pour explorer des surfaces de formes complexes.

Dans cette méthode de contrôle global, la surface à étudier est éclairée dans sa totalité par une onde plane. Le speckle produit dans le plan (P) provient de multiples surfaces élémentaires caractérisées par une pente différente. Il est donc logique de considérer la structure comme une succession de surfaces élémentaires ainsi introduites, dont la dimension serait fixée par l'ouverture du système optique.

Considérons le schéma donné en figure (II.7).

La mise au point sur le plan (P) a pour conséquence un rôle assez important de l'ouverture du système optique. En effet, cette dernière détermine la dimension de la surface que l'on désigne par la *surface de contribution*. On s'aperçoit ainsi que la réduction de cette ouverture permet d'obtenir, quel que soit le relief considéré, un élément de surface AS assimilable à un plan. Ceci considéré, on applique la théorie des speckles homothétiques précédemment décrite pour la recherche de la forme de la structure. D étant la distance moyenne de défocalisation, L la distance du plan (P) au système optique, on détermine la dimension moyenne de la surface de contribution par des relations simples de géométrie.

A partir de la figure (II.7), on a :

$$\begin{aligned} \frac{a_k}{L} &= \alpha \\ a'_k &= a_k \frac{D}{L} \\ \frac{a_k}{D} &= \alpha \end{aligned} \quad (\text{II.A.8.})$$

a'_k étant le diamètre de la zone à contour circulaire.

De même, en introduisant le nombre d'ouverture N_k et la focale f du système optique, on obtient :

$$a'_k = \frac{f}{N_k} \frac{D}{L} \quad (\text{II.A.9.})$$

La réduction de l'ouverture du système a pour conséquence un accroissement de la dimension moyenne du grain de speckle. Ceci peut limiter de façon non négligeable le déplacement maximal détectable, donc la gamme de mesure de la méthode.

2 - METHODES D'ANALYSE DES ENREGISTREMENTS

L'exploitation des transparences peut s'effectuer de diverses façons d'analyse d'optique cohérente. Le choix d'une méthode est déterminé finalement par le critère et le type de renseignement recherché (contrôle global ou ponctuel, évaluation qualitative....).

2.a. Observation en lumière blanche (contrôle qualitatif)

La faible amplitude de défocalisation ainsi que l'ouverture réduite du système permet d'obtenir une image assez nette de la surface. L'enregistrement sur un support rigide (plaque) donne la possibilité d'une forme d'exploitation sans dispositif particulier. En effet, l'éclairement de la plaque par une source de lumière blanche ponctuelle (lampe Nachet) suffisamment éloignée (figure II.9) fait apparaître au voisinage de la surface, des franges colorées caractéristiques du relief. L'observation à l'oeil nu se fait généralement dans la direction de réflexion spéculaire de la plaque. La direction d'observation (position de l'oeil) fixe le plan de référence du relief et modifie par là l'aspect de la "carte" de la surface.

On montre sur un type de surface l'évolution de la sensibilité. Sur la Figure (II.9) est représentée la photographie d'une surface de profil approximativement sinusoïdal d'amplitude 10 mm. On procède à trois enregistrements pour des directions d'observation différentes. On remarque que la sensibilité est une fonction de la position de l'oeil. Cet exemple illustre une méthode simple d'exploitation qualitative de surface qui peut être un moyen pratique d'inspection directe.

2.b. Analyse spectrale ponctuelle

La méthode d'analyse spectrale ponctuelle a été exposée dans le premier chapitre. Celle-ci peut s'appliquer directement à l'analyse dans le cas de speckle image, en introduisant toutefois le grandissement du système optique. Dans le cas d'enregistrements sur des récepteurs souples (films photographiques), la non planéité du récepteur ne permet une exploitation en lumière blanche ; il en est de même pour la méthode de filtrage effectuée sur l'ensemble de l'image.

2.c. Application à l'étude des formes

L'ensemble des manipulations est effectué en utilisant une onde plane selon le dispositif schématisé sur la figure (II.5) avec une longueur d'onde moyenne $\lambda = 5600 \text{ \AA}$, un grandissement $G = 1/5$ et un pas d'analyse au niveau de l'image $P_o = 2\text{mm}$.

i) Inspection d'une surface cylindrique (figure II.12.a)

L'enregistrement a été fait avec les paramètres suivants :

$$\begin{aligned}\Delta\lambda &= 5 \text{ \AA} \\ D &= 15 \text{ mm.}\end{aligned}$$

La direction d'analyse est perpendiculaire aux génératrices de la surface cylindrique. Celle-ci est réalisée tous les 2 millimètres sur l'image, ce qui correspond à un pas de 10 millimètres sur l'objet. Le point analysé au voisinage de la direction de réflexion spéculaire est caractérisé par un déplacement nul du speckle. L'amplitude de ce déplacement est donc proportionnelle à la pente. La linéarité de la variation du pas des franges d'Young permet l'accès au rayon de courbure de la surface.

ii) Inspection d'une surface de profil sinusoïdal

La surface étudiée est représentée sur la photographie de la figure (II.9.a). Le profil sinusoïdal a permis d'observer en lumière blanche, des franges chromatiques et achromatiques rectilignes. Les franges blanches (achromatiques) localisent les génératrices de la forme cylindrique des portions de la surface. En effectuant l'analyse spectrale ponctuelle sur une partie de l'image, suivant la direction perpendiculaire aux génératrices, on localise une d'entre elles par un déplacement nul du speckle, donc par une pente nulle.

La pente maximale détectée par cette méthode est de 43° (figure II.12.b).

iii) Contrôle de planéité

La détection et la mesure de la pente permet en fait d'étudier la planéité d'une surface, c'est-à-dire d'accéder à sa forme d'une part et à la pente moyenne par rapport au plan de référence fixé par le dispositif d'inspection d'autre part.

Pour schématiser cela, on procède à l'étude d'une surface dont on connaît à priori la forme moyenne. Celle-ci est composée de deux plans qui font entre eux un angle (Δi). Les résultats obtenus confirment la validité de la méthode.

Deux exemples sont donnés pour une même surface diffusante (figure II.13. a et b), pour deux valeurs de l'intervalle spectral $\Delta\lambda$ et deux dispositions géométriques de la direction d'éclairement. L'axe de discontinuité entre les plans est localisé avec précision tandis que les deux plans sont inclinés par rapport au plan de référence. Les franges obtenues matérialisent cette inclinaison. L'influence de $\Delta\lambda$ est évidente, en effet la baisse de visibilité en (b) traduit amplement l'effet de décorrélation entre les speckles enregistrés. Les enregistrements en (a) et (b) ont permis de calculer l'angle de déviation (Δi) entre les deux plans : l'erreur de mesure provient en partie de la mesure du pas des franges de diffraction.

2.d. Méthode d'analyse spectrale globale : visualisation des courbes isothétiques sur l'image

L'intérêt de la méthode de contrôle de forme par speckle image polychromatique est son caractère global d'inspection, aussi, l'analyse spectrale doit-elle satisfaire à cette particularité. L'enregistrement de l'image d'une surface en plus de l'information relative du relief permet, après analyse, d'obtenir cette information recherchée et son affichage sur l'image de l'objet.

Le dispositif d'analyse qui satisfait à cette condition est un montage à double diffraction ⁽²⁴⁾. L'image enregistrée constitue le plan d'entrée (figure II.11). Dans le plan spectral, on sélectionne par un diaphragme un petit domaine du spectre (u_i, v_i). L'image formée par la deuxième lentille laisse apparaître un système d'interférence qui est le lieu d'égal déplacement tel que, l'on ait :

$$u_i d'_x = n\lambda f \quad \text{pour les franges brillantes}$$

et

$$u_i d'_x = (n + \frac{1}{2})\lambda f \quad \text{pour les franges sombres.}$$

(24) R.P. KHETAN and F.P. CHIANG
Strain analysis by on beam laser speckle interferometry
Appl. Optics 1976, 15, pp. 2205-2215.

En travaillant avec un grandissement de 1 dans ce montage et connaissant le grandissement G de l'optique d'enregistrement, on aboutit au déplacement réel du speckle dans le plan (P), ce qui donne finalement les zones d'égale pente ou d'égale inclinaison, critère de détermination quantitative de la forme globale de la structure.

Une application de cette méthode d'analyse dans le cadre de la mesure de rayon de courbure de surfaces cylindriques a fait l'objet de publications par G. Tribillon^(21,22). Une remarque est nécessaire pour effectuer cette méthode, celle-ci est, comme on l'a signalé, la rigidité du récepteur photographique utilisé.

3 - SENSIBILITE ET GAMME DE MESURE

Les valeurs limites du pas des franges de diffraction fixent les valeurs correspondantes des pentes détectables. Dans le cas de l'analyse ponctuelle, le problème est similaire, au grandissement près, au mode de calcul du chapitre premier : l'ouverture du système optique remplaçant là la section du faisceau parallèle.

Pour illustrer cette correspondance, on effectue un calcul numérique des pentes limites pour les paramètres du dispositif expérimental qu'on a utilisé.

$$\begin{aligned}\Delta\lambda &= 10 \text{ \AA} \\ \langle\lambda\rangle &= 5600 \text{ \AA} \\ D &= 15 \text{ mm} \\ G &= 0,2 \\ f_1 &= 105 \text{ mm ouvert à } f/16 \text{ (système optique d'enregistrement)} \\ f_2 &= 300 \text{ mm (focale de la lentille d'analyse).}\end{aligned}$$

En appliquant les équations (I.B.8) et (I.B.9) on trouve :

$$\begin{aligned}i_{\min} &= 0,11^\circ \\ i_{\max} &= 73,2^\circ\end{aligned}$$

La limite inférieure peut être encore abaissée en prenant un intervalle spectral plus important, seulement la décorrélation des speckles croît, ce qui affecte la visibilité des franges.



Les structures homothétiques des speckles à deux longueurs d'onde permettent une inspection globale de structures diffusantes. L'étude de l'amplitude de déplacement du speckle dans un plan frontal a permis d'appliquer directement la notion de distance à la direction de réflexion spéculaire. Les exemples décrits confirment cette approche, sans toutefois avancer une quelconque hypothèse sur la forme ou la nature du mouvement réel du speckle à travers la pupille du système optique. En fait, ce mouvement assez complexe peut être décomposé en mouvements simples et fournir des informations particulières. On applique pour cela la théorie de speckle topologique qui fait ainsi l'objet de la deuxième partie de ce chapitre.

2 - SPECKLE TOPOLOGIQUE : APPLICATION AU CONTRÔLE DE FORME

Tout mouvement d'une surface diffusante éclairée par une onde cohérente (Laser) provoque un déplacement complexe du speckle produit par cette surface. Une technique expérimentale (25, 26, 27) de prospection a permis de séparer ce mouvement complexe en mouvements purs (translation pure, rotation,...) par la recherche des plans de sensibilités dans l'espace de propagation du speckle. Cette technique de speckle photographie, qui est aussi appelée "speckle topologique", contribue de façon notoire à l'étude des déformations des structures.

L'application au contrôle de forme consiste à simuler le mouvement de la surface diffusante en l'éclairant avec deux longueurs d'ondes voisines. L'amplitude de déplacement des speckles homologues étant une fonction de la pente, l'analogie avec une rotation de la surface se trouve parfaitement justifiée. Ceci permet d'accéder à la forme réelle de la structure.

1 - MOUVEMENT D'UNE SURFACE DIFFUSANTE : INCIDENCE SUR LE SPECKLE

L'évolution d'une surface diffusante (déformation, déplacement) provoque dans l'espace une perturbation conséquente du speckle diffusé. Pour identifier la nature des déplacements ainsi provoqués, l'analyse des speckles correspondants par des méthodes de speckle photographie répond au problème. Pour cela, deux types de techniques sont développées :

i) techniques de speckle image focalisé (figure II.14.a) : celles-ci s'appliquent particulièrement à l'étude des mouvements transverses et des déformations associées. Une description minutieuse et complète de ces méthodes a été effectuée par ARCHBOLD et ENNOS (11).

(25) D. A. GREGORY

Basic physical principles of speckle defocused photography
Opt. and Laser Technology, 1976, 5, pp. 201 - 213.

(26) D. A. GREGORY

Analysis of topological information from defocused speckle photographs
Opt. and Laser Technology 1977, 1, pp. 17 - 30

(27) D. A. GREGORY

Topological speckle and structures inspection
in Speckle Metrology ed. by R. K. ERF, ACADEMIC PRESS, N. Y. 1978

ii) techniques de speckle image défocalisé (figure II.14.b) : la défocalisation (ou défaut de mise au point) permet de mettre en évidence des mouvements particuliers de la surface telle que la rotation autour d'un axe contenu dans son plan (ou tilt). Certains auteurs (28, 29) ont montré que si l'on éclaire une surface avec une onde cohérente plane (Laser) tout déplacement du speckle détecté dans le plan spectral d'une lentille ne serait dû qu'à un éventuel mouvement de rotation de cette surface indépendamment de tout mouvement transverse. Devant la nécessité d'une application de cette méthode à l'étude des structures de grandes dimensions, il se pose un problème non négligeable quant à la forme d'illumination : l'emploi de grandes lentilles permettant d'obtenir une onde plane est peu pratique et coûteux. Pour cela, l'éclairement de surfaces par une onde cohérente divergente simplifie grandement le dispositif. La question se résume alors à trouver le plan spectral équivalent, c'est-à-dire un plan qui serait sensible uniquement à la rotation de la surface (tilt), ce qui constitue l'essentiel du travail expérimental et théorique de GREGORY. La détermination exacte de l'amplitude de rotation d'une surface par cette méthode de speckle topologique permet de déterminer la rotation fictive du speckle dû au changement de longueur d'onde et à la pente locale de la surface, ce qui contribue alors à la déduction du relief de cette surface.

2 - RAPPEL SUR LA NOTION DE SPECKLE TOPOLOGIQUE, THEORIE DES FACETTES

L'étude expérimentale effectuée pour identifier et mesurer les déplacements du speckle dans l'espace est menée d'abord pour les mouvements purs de la surface (translation dans son plan et perpendiculairement au plan, rotation (tilt)...) puis en observant les déplacements des grains de speckles à l'infini de même qu'après la traversée d'un système optique : ce qui définit les caractéristiques particulières du speckle image.

(28) H. J. TIZIANI

A study of Laser speckle to measure small tilts of optically rough surfaces
accurately
Optics Comm. 1972, 5, pp. 271-276

(29) H. J. TIZIANI

Application of speckling for in plan vibration analysis
Optica Acta, 1971, 18, pp. 891-902

L'hypothèse de départ sur laquelle se base la démarche expérimentale est ainsi formulée : *une surface diffusante est un ensemble de miroirs élémentaires (facettes) distribués aléatoirement autour d'un plan moyen et orientés dans toutes les directions.*

2.a. Mouvement linéaire transverse de la surface : mouvement du speckle

La translation de la surface dans son plan est étudiée à partir d'un élément constitutif de cette surface, autrement dit par la translation d'un miroir élémentaire le long du plan moyen (figure II.15.a). On remarque ainsi que ce déplacement n'affecte pas la position de la source O par l'intermédiaire de son image virtuelle O' . L'angle d'incidence sur le miroir en A se définit par l'angle θ de même que dans la position en B , il se définit par l'angle $(\theta + d\theta)$; ce qui donne un angle $d\theta$ entre les deux directions, qui est aussi l'angle sous lequel est vue la source apparente. Pour une surface réelle, on définit plus généralement un angle moyen d'incidence (i) et un angle moyen de diffusion ou d'observation (r) , en supposant que tout point du diffuseur est constitué d'un grand nombre de miroirs élémentaires.

On détermine ainsi la profondeur apparente de la source virtuelle (figure II.15.b) en considérant l'angle limite tel que l'on ait le diamètre du cercle de localisation égal à $a/\cos i$. Ce qui permet d'écrire que la distance de la source apparente O' au point F est égale à $a \cdot x (\cos i / \cos r)$.

On peut alors connecter cette simple relation déduite de la marche des rayons au speckle diffusé par la surface.

2.b. Rotation de la surface autour d'un axe contenu dans son plan (tilt) : mouvement du speckle

La rotation d'une surface diffusante provoque une rotation correspondante des facettes élémentaires autour du plan moyen de cette surface. Ces mouvements multiples présentent le même effet à l'égard de la source d'illumination. Ainsi, la lumière diffractée peut être assimilée à la superposition de spectres de diffraction produits par un grand nombre de réseaux de pas et d'orientations différents.

(i) et (r) étant respectivement les angles d'incidence et de diffusion, une rotation d'un angle $\delta\phi$ autour d'un axe de la surface provoque une rotation du speckle d'un angle $\delta\Psi$ défini par :

$$\delta\Psi = \delta\phi (1 + \cos i / \cos r) \quad (\text{II.B.1})$$

Cette équation peut être vérifiée expérimentalement en observant le déplacement du speckle pour plusieurs angles (r). On remarque que pour l'angle $i = r$ tous les speckles individuels se déplacent suivant la loi de la réflexion autour de la direction d'incidence (figure II.16). Dans le cas où $r \approx 90^\circ$ on a :

$$\delta\Psi = 2 \delta\phi \quad (\text{II.B.2})$$

Le schéma de la figure (II.16) traduit la variation du rapport $\delta\Psi/\delta\phi$, autrement dit de la sensibilité dans le cas de la propagation libre de speckle. L'introduction d'un système optique permet de localiser le plan topologique caractéristique de la rotation pure de la surface indépendamment de tout mouvement transverse. Ce plan qui est déterminé expérimentalement est *le plan image de la source divergente* (figure II.17.a). On suppose ainsi que l'on isole l'effet de phase du déplacement transversal dans le plan image. De même, on avance l'hypothèse telle que le speckle défocalisé varie par l'effet d'une rotation d'une manière continue et s'annule dans le plan image de cette surface.

2.c. Etude analytique du mouvement de rotation (tilt)

Le dispositif optique est schématisé sur la figure (II.17) avec les paramètres suivants :

- a : distance de la surface à la source ;
- b : distance de la surface à la lentille ;
- f : focale de la lentille.

La distance du plan image ~~de la~~ surface à la lentille est :

$$u = \frac{f \times b}{(b - f)} \quad (\text{II.B.3})$$

La distance de la lentille au plan topologique (plan image de la source) est définie par la relation :

$$v = \frac{f \times (a + b)}{(a + b - f)} \quad (\text{II.B.4})$$

La distance δu entre les deux plans s'écrit :

$$\delta u = \frac{f \times b}{(b - f)} - \frac{f (a + b)}{(a + b - f)} \quad (\text{II.B.5})$$

L'amplitude de déplacement y du speckle due à une rotation d'un angle $\delta\phi$ de la surface est donnée par l'équation (II.B.1) convertie en déplacement :

$$y = \delta\phi (1 + \cos i / \cos r) \times b \quad (\text{II.B.6})$$

Généralement l'observation se fait suivant la normale à la surface moyenne, ce qui donne $r \approx 0^\circ$ et $\cos r \approx 1$.

De la figure (II.17) on peut obtenir une relation simple qui déduit l'amplitude de déplacement d_u du speckle par suite de la rotation du champ diffusé devant la lentille :

$$\frac{d_u}{\delta u} = \frac{\delta\phi (1 + \cos i / \cos r) b}{fb / (b - f)} \quad (\text{II.B.7})$$

En substituant δu par sa valeur dans l'équation (II.B.5) on obtient :

$$\delta\phi = \frac{d_u [fb / (b - f)]}{b (1 + \cos i / \cos r) \times [fb / (b - f) - f(a + b) / (a + b - f)]} \quad (\text{II.B.8})$$

Qui s'écrit finalement :

$$\delta\phi = \frac{d_u [1 + (b - f) / a]}{f (1 + \cos i / \cos 2)} \quad (\text{II.B.9})$$

Cette équation donne ainsi l'angle de rotation $\delta\phi$ de la surface en fonction de l'amplitude d_u du déplacement du speckle dans le plan topologique.

3 - SPECKLE A DEUX LONGUEURS D'ONDE : SIMULATION DE LA ROTATION

Cette technique de speckle topologique ainsi décrite peut s'appliquer à l'étude des surfaces statiques pour la caractérisation de la forme géométrique. Le mouvement de la structure provoquant un déplacement du speckle est simulé par le changement de longueur d'onde d'illumination. La non uniformité de la surface aura pour conséquence un déplacement d'amplitude variable du speckle dans le plan topologique.

3.a. Dispositif géométrique

La recherche de la forme globale nécessite, comme nous l'avons décrit, une incidence et une observation normales au plan moyen de la surface qui est aussi assimilé à un plan de référence. On met en oeuvre un dispositif géométrique qui permet d'obtenir $i \equiv r$ (figure II.18 a et b).

La mise au point sur la source est obtenue en plaçant un miroir contre la surface à inspecter.

Cette nouvelle disposition géométrique modifie l'équation (II.B.9) qui donne la valeur de l'angle $\delta\phi$:

$$i \equiv r \implies \cos i \equiv \cos r$$

$$\delta\phi = \frac{d_u [1 + (b - f)/a]}{2f} \quad (\text{II.B.10})$$

Ainsi simplifiée, cette équation permet de déduire facilement la valeur de l'angle de rotation par l'intermédiaire des méthodes d'analyse d'optique cohérente.

3.b. Application au contrôle de forme

La double photographie de speckle avec deux longueurs d'onde voisines permet de déterminer la forme d'une structure par la mise en oeuvre d'opérations secondaires d'analyse. La démarche est en sens identique à ce qui a été développé dans les précédents chapitres.

i) contrôle global qualitatif :

Lorsque l'amplitude de défocalisation est assez nette et que l'on effectue les enregistrements avec un système optique peu ouvert ($f/8$), la trace de la surface est visible sur le cliché photographique : une évolution de la forme est possible par une technique de visualisation en lumière blanche. Dans le cas contraire, la (défocalisation importante) trace n'est plus assez nette, ce qui nécessite une analyse spectrale ponctuelle ou globale pour mettre en évidence le déplacement du speckle.

ii) Application numérique : étalonnage du dispositif

Pour déterminer les valeurs réelles des pentes d'une surface, on procède à une vérification expérimentale qui consiste à rechercher le rapport existant entre l'amplitude du déplacement du speckle dû à la présence d'une pente (i) relativement à $\Delta\lambda$ et l'angle de rotation $\delta\theta$ de la surface qui aurait provoqué ce déplacement. La démarche expérimentale est simple : on mesure l'amplitude de déplacement d_u du speckle pour un $\Delta\lambda$ et une pente (i) connue. L'équation (II.B.10) donnera alors pour les mêmes paramètres a et b la valeur de l'angle $\delta\theta$ de rotation de la surface qui aura provoqué le même déplacement d_u . Connaissant cette correspondance entre (i) et $\delta\theta$ on peut étudier toute surface diffusante en utilisant les mêmes paramètres géométriques.

L'éventualité d'une application de cette méthode à l'étude des structures de grandes dimensions et dans des conditions de réalisations différentes impose l'emploi d'abaque de mesures pour les paramètres tels que $\Delta\lambda$, a , b et f , qui définissent le rapport k entre (i) et $\delta\theta$.

Pour schématiser cette démarche, on donne ci-dessous les valeurs expérimentales de k pour trois valeurs de l'intervalle spectrale $\Delta\lambda$ et deux valeurs de b . L'expérience est réalisée en disposant une surface plane diffusante (plaque de métal sablée) sur une tourelle graduée qui permet une inclinaison variable par rapport à la direction d'incidence.

$$i = k \delta \phi$$

$$\Delta\lambda = 2\overset{\circ}{\text{Å}}$$

$$\begin{aligned} a &= 50 \text{ cm} \\ b &= 35 \text{ cm} \end{aligned}$$

$$k = 0,92$$

$$\begin{aligned} a &= 50 \text{ cm} \\ b &= 45 \text{ cm} \end{aligned}$$

$$k = 0,98$$

$$\Delta\lambda = 5\overset{\circ}{\text{Å}}$$

$$\begin{aligned} a &= 50 \\ b &= 35 \end{aligned}$$

$$k = 1,10$$

$$\begin{aligned} a &= 50 \\ b &= 45 \end{aligned}$$

$$k = 1,19$$

$$\Delta\lambda = 7,5\overset{\circ}{\text{Å}}$$

$$\begin{aligned} a &= 50 \\ b &= 35 \end{aligned}$$

$$k = 1,35$$

$$\begin{aligned} a &= 50 \\ b &= 45 \end{aligned}$$

$$k = 1,50$$

Le rapport k est proportionnel à $\Delta\lambda$ et aux paramètres a et b .

3.c. Sensibilité de la méthode et contrôle d'une surface-test

Les paramètres géométriques a et b ainsi que l'ouverture du système optique déterminent la pente minimale détectable, ce qui correspond à la sensibilité de la méthode pour l'intervalle spectral utilisé. On sait que l'amplitude de déplacement du speckle est proportionnelle à $\Delta\lambda$.

L'importance de ce paramètre provoque la décorrélation des speckles et réduit considérablement la gamme de mesure bien que la limite de sensibilité soit abaissée. L'effet de décorrélation se manifeste par la perte de visibilité des franges de diffraction jusqu'à l'annulation complète dans le cas de décorrélation totale.

Deux courbes expérimentales de la sensibilité ($i_{\min} = f(\Delta\lambda)$) sont représentées sur la figure (II.19) pour deux valeurs du paramètre b . On remarque que cette sensibilité est améliorée pour $b = 35 \text{ cm}$, de même les systèmes de franges sont inexploitable au-delà de $13\overset{\circ}{\text{Å}}$ du fait de la décorrélation.

La figure (II.20) regroupe les résultats obtenus de l'application de cette méthode topologique à l'étude d'une surface-test qui est composée de deux plans d'inclinaison réglable. Un plan (1) est pris comme plan de référence tandis que le deuxième (2) subit une rotation d'angle connu avec précision. L'expérience est effectuée pour un $\Delta\lambda = 5\text{\AA}$, $a = 50\text{ cm}$ et $b = 45\text{ cm}$. Le déplacement du speckle est nul sur le plan de référence ($i \approx 0$) de même que trois mesures de pente sont rapportées : $i_1 = 0,32^\circ$; $i_2 = 0,53^\circ$; $i_3 = 0,76^\circ$.

CONCLUSION

L'étude analogique ainsi menée entre une technique de speckle s'appliquant aux mouvements des structures et une simulation d'un mouvement par le changement de longueur d'onde d'illumination a permis de lier la *notion d'angle de rotation* avec la *notion de pente* qui provoque finalement la rotation réelle du speckle. La recherche expérimentale du rapport entre (i) et $\delta\phi$ et la vérification sur une surface de contrôle confirment la linéarité et la précision de cette méthode. Les paramètres géométriques jouant un rôle important dans la sensibilité et l'exploitation, il est nécessaire dans le cas d'une application de la méthode de réaliser des abaques de mesures qui regrouperaient toutes les possibilités de combinaisons entre $\Delta\lambda$, a et b .



CHAPITRE III

CONTRÔLE DE FORME EN TEMPS

QUASI-PÉEL : ÉTUDE DU RÉCEPTEUR THERMOPLASTIQUE,

1. PRESENTATION DU SYSTEME THERMOPLASTIQUE :

1.a. Introduction :

Jusqu'à une période récente, les diverses techniques de speckle-photographie avaient un handicap majeur : la lourdeur du traitement par analyse spectrale. Malgré des performances en précision indiscutables et un éventail d'applications assez vaste, l'aspect "différé" de l'exploitation réduisait de façon notoire le développement industriel.

Pour remédier à cette situation, divers axes d'investigations ont été entrepris. On peut les classer en deux groupes distincts :

i) - *systèmes optiques associés à un circuit fermé de télévision* :^(30,31)

La nécessité d'une exploitation en temps réel a mené plusieurs groupes de recherches à concevoir des systèmes hybrides qui associent l'optique et l'électronique. La conversion d'une répartition d'éclairement en un signal électrique par l'intermédiaire d'une chaîne video offre de multiples possibilités de traitement. Les techniques dites d'E.S.P.I. (Electronic Speckle Pattern Interferometry) constituent l'exemple type de cette démarche. Un système est commercialisé depuis 1979 (système E.S.P.I. VINTEN, Grande-Bretagne) ;

(30) A.E. ENNOS , in Laser Speckle and Related Phenomena,
edited by J.C. Dainty, Springer Verlag, 1975.

(31) J.A. LEENDERTZ and C. WYKES, in Speckle Metrology,
edited by R.K. ERF, Academic Press, N.Y., 1978.

les résultats acquis sont prometteurs.

ii) - système de récepteurs à enregistrement et développement quasi-instantanés :

On tente, dans ce groupe, de réaliser des systèmes de récepteurs sensibles qui nécessitent le moins de temps possible pour leur développement sur place (in situ).

Ces récepteurs sont, pour la majorité, des récepteurs de phase. Deux systèmes sont développés actuellement :

- cristal de BSO (32,33) (Bismuth Silicon Oxyde) : on utilise les propriétés électrooptiques de ce cristal pour mettre en mémoire une répartition d'éclairement exploitable aussitôt après ; le retard est actuellement d'une (1) seconde.

- systèmes thermoplastiques : le principe de fonctionnement de ces récepteurs est la photoconduction. Leur retard moyen est de trois à six secondes, le temps nécessaire au "développement" (chauffage). L'application courante que l'on retrouve dans la littérature se situe principalement dans le domaine de l'holographie. Dès lors qu'on arrive à créer une modulation sur ce récepteur par l'interférence d'une (ou plusieurs) onde(s) objet et d'une onde de référence, il nous est possible d'enregistrer des speckles et de mettre en évidence l'intermodulation des éclaircissements. On développe, dans ce chapitre, les possibilités d'utilisation du système thermoplastique comme récepteur de speckle pour l'étude de déplacements de surfaces (translation, rotation) et du contrôle de forme par speckles polychromatiques.

1.b. Principe de fonctionnement du système thermoplastique.

Pour la description du système, on se limitera aux caractères généraux. Il ne semble pas utile de reprendre tout ce qui est disponible

(32) H.J. TIZIANI , Real-time displacement and tilt analysis by a speckle technique using $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ crystals, Optics Comm, 1980, pp 327-331.

(33) J.P. HERRIAU and J.P. HUIGNARD, Some polarization properties of volume holograms in BSO, Appl. Optics, 1978, 17, pp 1851-1852.

dans la littérature (34,35,36) depuis une dizaine d'années.

Un récepteur thermoplastique est un empilement de couches conductrices, photoconductrices en isolantes (fig. III-1) dans lequel on crée un système de charges électrostatiques. L'incidence d'un flux lumineux modifie cet équilibre (fig. III-2) ; la conduction électrique induite déforme localement la couche thermoplastique. On obtient ainsi un relief électrophotographique.

Une variation d'intensité enregistrée se traduit par une variation d'épaisseur ; le récepteur thermoplastique est un récepteur de phase.

2 - CARACTERISTIQUES DU SYSTEME THERMOPLASTIQUE.

On dispose d'un système thermoplastique de marque "ROTTENKOLBER, HOLO-SYSTEM" modèle 1008-PV. Le support d'enregistrement qui est livré avec ce système est un film photothermoplastique de marque KALLE A.G, modèle PT 1000 H.S, d'épaisseur 0,5 μm et de sensibilité 5 erg/cm^2 .

2.a. Caractéristiques du constructeur :

Chaque modèle de récepteur dispose de conditions particulières de fonctionnement. Ainsi, le constructeur de ce système en donne un certain nombre, principalement dans l'application à l'holographie. On les résume de la manière suivante :

- rendement de diffraction et lumination, courbe fig. III-3, l'efficacité de diffraction maximale correspond à un éclairement de l'ordre de 10 $\mu\text{J}/\text{cm}^2$

- rendement de diffraction et modulation : courbe figure III-4 : la fréquence du rendement maximal de diffraction est de 800 mm^{-1} dans le cas

-
- (34) C.B. BURCKHARDT, R.J. COLLIER and L.H. LIN, Optical holography, Academic Press, 1971.
 - (35) J.C. URBACH, In holographic recording materials, edited by H.M. SMITH, Springer Verlag, 1979.
 - (36) J.C. URBACH, R.W. MEIER, Thermoplastic Xerography Holography, Appl. Optics, 1966, 5, pp 666-669.

d'une modulation sinusoïdale ; ce qui correspond à un pas des franges de $1,25 \mu\text{m}$. Par conséquent, ceci impose pour obtenir un maximum de rendement lumineux un angle moyen entre les faisceaux objet et de référence de 24° environ pour la longueur d'onde $5145 \text{ \AA}$.

- sensibilité chromatique : (courbe figure III-5) La courbe de sensibilité est assez constante entre $4\,000$ et $6\,000 \text{ \AA}$. L'ensemble des manipulations est effectué avec un laser à Argon ionisé dont la longueur d'onde moyenne se situe dans la zone du maximum de sensibilité ($5\,145 \text{ \AA}$).

Les caractéristiques telles que la température de chauffage, la tension de sensibilisation, la tension de "développement" et le temps de refroidissement sont laissées à l'appréciation de l'opérateur. En effet, quelles que soient les conditions d'utilisation, il faut obtenir une impression uniforme sur toute la surface du récepteur qui se traduit par un brunissement du film, observable à l'oeil.

2.b. Lumination et pouvoir de diffraction :

Dans le cas de l'holographie, la répartition sinusoïdale de l'éclairement se traduit sur le thermoplastique par une variation sinusoïdale d'épaisseur, pouvant atteindre jusqu'à 10% de l'épaisseur totale.

Cette modulation n'a lieu qu'en présence d'une modulation aléatoire appelée "frost" (cause du brunissement mentionné à la fin du paragraphe 2.a.). C'est l'apparition du "frost" qui conditionne l'enregistrement, aussi, voyons comment il peut être mis en évidence et quelles sont ses caractéristiques.

Le thermoplastique, éclairé par une répartition uniforme d'éclairement, développé il devrait présenter une déformation proportionnelle à l'éclairement reçu. Le rayonnement des photons incidents conduit à une certaine répartition de la conduction des charges. Ainsi, il y a corrélation entre la distribution spatiale de l'énergie lumineuse et l'érosion du milieu. Seulement, cette érosion est discontinue. Pour montrer cet aspect discontinu (ou granulaire) du transfert de charges, on procède à l'enregistrement d'une simple onde plane (fig. III-6) pour plusieurs éclairagements. Après analyse spectrale, on met en évidence la densité spectrale d'énergie du "frost" (fig. III-7) *. L'existence et la définition de ce spectre, donc du frost, sont subordonnées à la quantité d'éclairement reçue. La figure III-8 représente trois exemples. Les spectres de Fourier du "frost" obtenus avec trois éclairagements différents

* - La bande brillante verticale visible sur les photographies des figures III-6, -8 et -12 est la figure de diffraction qui est due aux irrégularités au niveau de la couche d'or de l'électrode de conduction.

indiquent l'évolution du relief. Le cas (C) correspond à un "frost" réparti uniformément sur la surface du thermoplastique.

La valeur de cet éclaircissement coïncide avec l'éclaircissement donnant le maximum de rendement de diffraction. Les résultats obtenus confirment aussi l'hypothèse. La définition de la densité spectrale d'énergie du "frost" est une condition fondamentale d'enregistrement.

2.c. Post-illumination : amélioration du rapport signal sur bruit.

Dans le souci d'augmenter la résolution du système et d'améliorer le rapport signal sur bruit, on s'est intéressé au rôle que joue l'épaisseur du thermoplastique^(37,38).

Disposant d'un seul modèle de film, nous n'avons pas développé ce cas. Par contre, certains auteurs^(39,40) tentent d'y remédier en ajoutant une étape supplémentaire dans le processus d'enregistrement.

Le "frost" est caractérisé par un ensemble d'éléments diffractants répartis aléatoirement (?) à la surface du thermoplastique. L'analyse spectrale indique l'influence de l'éclaircissement sur la fréquence de coupure du spectre de Fourier de ce "frost". Le rayon moyen de cette fréquence de coupure du spectre de Fourier est inversement proportionnel à la taille d'un élément du "frost" suivant la loi :

$$r = \frac{1,22 \lambda f}{2 \rho m} \quad (\text{III-2-1})$$

où r désigne le rayon moyen d'un élément du "frost" ;

ρ désigne le rayon moyen du spectre de Fourier du "frost" ;

λ désigne la longueur d'onde d'enregistrement et d'analyse ;

f désigne la focale de la lentille de transformation ;

m désigne le grandissement du système photographique utilisé.

-
- (37) L.M. LIN, Write-read-erase in situ optical memory using thermoplastics holograms, Appl. Optics, 1970, 9, pp 2088-2092.
- (38) P.F. GRAY, M.C. BARNETT, On factors affecting efficiency in thermoplastic hologram recording, Optics Comm. 1974, 12, pp 275-278.
- (39) T. SAITO, S. OSHIMA, T. HONDA, T. TSUJIUCHI, An improved technique for holographic recording on a thermoplastic photoconductor, Optics Comm. 1976, 16, pp 90-95.
- (40) T. SAITO, N. SHIBATA, T. HONDA, T. TSUJIUCHI, Microscopic response in thermoplastic photoconductor media (edge effect), J. Optics, 1978, 9, pp 73-78.

Si l'on effectue le calcul numérique dans le cas de la figure III-8(c) :

$$r = \frac{1,22 \times 5 \times 145.10^{-7} \times 240}{2 \times 23 \times 3,6} = 0,91 \mu m$$

Le rayon moyen d'un élément diffractant est donc

$$\langle r \rangle = 0,91 \mu m$$

Le spectre de puissance du "frost" coïncide avec la bande spectrale donnant la fonction de transfert des fréquences spatiales (fig. III-4) du thermoplastique : la dimension du "frost" est donc un élément déterminant dans la résolution.

L'opération de post-illumination a pour effet de diminuer le rayon moyen d'un élément du "frost", donc d'élargir la fonction de transfert du thermoplastique.

- Principe de la post-illumination :

On procède à l'enregistrement d'un hologramme. Avant de développer, on expose une deuxième fois avec une source de lumière blanche. Les auteurs de cette technique présentent des résultats satisfaisants. On a effectué une expérience similaire avec une onde plane (comme premier enregistrement) (fig. III-10) afin de mettre en évidence une éventuelle variation de la dimension de la densité spectrale du "frost" ; nous n'avons pas noté d'évolution significative du diamètre de l'anneau.

3 - ETUDE THEORIQUE DU RECEPTEUR : MODELISATION DE LA STRUCTURE GRANULAIRE DU "FROST".

3.a. Introduction :

Le phénomène de photoconduction caractéristique du récepteur thermoplastique se traduit par un transfert de charges électrostatiques qui ont pour conséquence une érosion discontinue de la surface. La présence du "frost"

(par sa densité spectrale d'énergie) après une illumination avec une distribution uniforme d'éclairement laisse supposer l'existence d'une microstructure du relief.

L'ensemble des travaux qui traitent des récepteurs thermoplastiques ne définissent pas, à notre connaissance, la loi de distribution de la structure microscopique. On se propose d'aborder ici l'étude théorique de cette granularité en utilisant un modèle simple et de rapporter les justifications expérimentales de nos conclusions.

3.b. Modèle théorique.

Si on considère la couche thermoplastique d'épaisseur e et d'indice n . L'incidence d'un éclairage induit une variation d'épaisseur Δe au point de coordonnées (x, y) ; ce qui se traduit par une variation de phase de $\Delta\phi$

$$\Delta\phi(x, y) = \frac{2\pi}{\lambda} (n - 1) \Delta e(x, y) \quad (III-3-1)$$

On prend un modèle unidimensionnel dans lequel il y a :

- une distribution aléatoire de phase et de position de chaque élément diffractant ;
- chacun des éléments est caractérisé par une largeur constante (fig. III-3-11a).

x_k variable aléatoire,

z_k variable aléatoire,

Δ largeur constante de chaque élément.

La phase, ϕ_k associée au k ème élément, de profondeur z_k vaut :

$$\phi_k = \frac{2\pi}{\lambda} (n-1) z_k$$

On écrit la transmittance en amplitude, $a(x)$, de cette répartition unidimensionnelle comme :

$$a(x) = \sum_{k=1}^K \delta(x - x_k) \quad \otimes \quad \left\{ \text{rect}\left(\frac{x}{\Delta}\right) \exp \{j\phi_k\} \right\} \quad (III-3-2)$$

k : nombre total d'éléments ;

On appellera $g(x)$ la fonction de position des éléments définie par :

$$g(x) = \sum_{k=1}^K \delta(x - x_k) \quad (III-3-3)$$

La transformation de Fourier de cette transparence étant :

$$\tilde{a}(u) = TF [a(x)] \quad \text{s'écrit :}$$

$$\begin{aligned} \tilde{a}(u) &= \sum_{k=1}^K \{ [TF [\delta(x-x_k)]] \times [TF [rect(\frac{x}{\Delta}) \exp\{j\phi_k\}]] \} \\ \tilde{a}(u) &= \sum_{k=1}^K \exp\{j2\pi u x_k\} \exp\{j\phi_k\} \frac{\sin(\pi u \Delta)}{(\pi u)} \quad (III-3-4) \end{aligned}$$

On calcule l'intensité du spectre : $|\tilde{a}(u)|^2$

$$|\tilde{a}(u)|^2 = \frac{\sin^2(\pi u \Delta)}{(\pi u)^2} \left(\sum_{k=1}^K \exp\{j2\pi u x_k\} \exp\{j\phi_k\} \right) \left(\sum_{k=1}^K \exp\{-j2\pi u x_k\} \exp\{-j\phi_k\} \right) \quad (III-3-5)$$

En regroupant les deux quantités entre parenthèses, cette expression devient :

$$|\tilde{a}(u)|^2 = \frac{\sin^2(\pi u \Delta)}{(\pi u)^2} \left[K + \sum_{k=1}^K \sum_{\substack{\ell=1 \\ \ell \neq k}}^K \exp\{j2\pi u (x_k - x_\ell)\} \exp\{j(\phi_k - \phi_\ell)\} \right] \quad (III-3-6)$$

L'indice ℓ étant différent de l'indice k . Le phénomène observable est en fait une moyenne de l'éclairement. Cette moyenne est sur la phase et non sur la position. L'intensité résultante est :

$$\langle |\tilde{a}(u)|^2 \rangle_\phi = \frac{\sin^2(\pi u \Delta)}{(\pi u)^2} \left[K + \sum_{k=1}^K \sum_{\substack{\ell=1 \\ \ell \neq k}}^K \exp\{j2\pi u (x_k - x_\ell)\} \langle \exp\{j(\phi_k - \phi_\ell)\} \rangle \right] \quad (III-3-7)$$

où $\langle (.) \rangle$ désigne l'opération de moyenne sur z_k , donc sur ϕ_k .

On fait l'hypothèse que les phases des grains sont indépendantes entre elles. Il en résulte des densités de probabilités indépendantes

$$P(\phi_k, \phi_\ell) = P(\phi_k) \times P(\phi_\ell) \quad (III-3-8)$$

La moyenne du terme de phase :

$$\langle \exp\{j(\phi_k - \phi_\ell)\} \rangle = \iint \exp\{j\phi_k\} \exp\{-j\phi_\ell\} P(\phi_k, \phi_\ell) d\phi_k d\phi_\ell \quad (III-3-9)$$

s'écrit alors :

$$\langle \exp\{j(\phi_k - \phi_\ell)\} \rangle = \left[\int \exp\{j\phi_k\} P(\phi_k) d\phi_k \right] \times \left[\int \exp\{-j\phi_\ell\} P(\phi_\ell) d\phi_\ell \right] \quad (III-3-10)$$

La loi de distribution de la phase est une gaussienne :

$$P(\phi_k) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left\{-\frac{(\phi_k - m)^2}{2\sigma^2}\right\} \quad (III-3-11)$$

On exprime l'équation (III-3-10) en remplaçant $P(\phi_k)$ par sa valeur, de plus, on arrange la forme de cette équation de manière à faire apparaître une transformation de Fourier de $P(\phi_k)$ et $P(\phi_\ell)$. Pour cela, on prend deux paramètres ω_1 et ω_2 tels que : $\omega_1 = +1$ et $\omega_2 = -1$.

(ω sera alors la variable réciproque de ϕ) (III-3-13).

$$\begin{aligned} \langle \exp\{j(\phi_k - \phi_\ell)\} \rangle &= \left[\int \exp\{j\phi_k\} \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left\{-\frac{(\phi_k - m)^2}{2\sigma^2}\right\} d\phi_k \right] \\ &\quad \left[\int \exp\{j\phi_\ell\} \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left\{-\frac{(\phi_\ell - m)^2}{2\sigma^2}\right\} d\phi_\ell \right] \end{aligned}$$

soit, en introduisant ω_1 et ω_2 :

$$\begin{aligned} \langle \exp\{j(\phi_k - \phi_\ell)\} \rangle &= \left[\int \exp\{j\phi_k \omega_1\} \frac{1}{\sqrt{2\pi} \sigma} \exp\left\{-\frac{(\phi_k - m)^2}{2\sigma^2}\right\} d\phi_k \right] \\ &\quad \left[\int \exp\{j\phi_\ell \omega_2\} \frac{1}{\sqrt{2\pi} \sigma} \exp\left\{-\frac{(\phi_\ell - m)^2}{2\sigma^2}\right\} d\phi_\ell \right] \end{aligned}$$

(III-3-13)

On sait que cette TF vaut (4) :

$$\int \exp\{j\phi \omega\} \frac{\exp\left\{-\frac{(\phi - m)^2}{2\sigma^2}\right\}}{\sqrt{2\pi} \sigma} d\phi = \exp\{jm\omega - \frac{1}{2} \sigma^2 \omega^2\} \quad (III-3-14)$$

Comme on a $\omega_1 = 1$ et $\omega_2 = -1$, on en déduit directement l'expression simplifiée de l'équation (III-3-13) :

$$\langle \exp\{j(\phi_k - \phi_\ell)\} \rangle = \exp\{-\sigma^2\} \quad (III-3-15)$$

On écrit maintenant l'expression de l'intensité dans l'équation (III-3-7) en utilisant ce résultat :

$$\begin{aligned} \langle \left| \tilde{a}(u) \right|^2 \rangle &= \frac{\sin^2(\pi u \Delta)^2}{(\pi u)^2} \left[K + \exp\{-\sigma^2\} \sum_{k=1}^K \sum_{\ell=1}^K \exp\{j2\pi u (x_k - x_\ell)\} \right] \\ &\quad \ell \neq k \end{aligned}$$

(III-3-16)

On remarque que la densité spectrale d'énergie est une fonction sinc modulée par le terme de sommation sur k et ℓ . Il s'agit de déterminer l'expression de cette quantité afin de déduire la forme finale du spectre, ce qui revient à déterminer la loi de distribution des x_k (donc des grains sur le récepteur).

(4) A. PAPOULIS : Probability random variables and stochastic processes, Mc GRAW-HILL, Inc. 1965

et $\psi \left(\frac{x}{d} \right)$ la fonction peigne de période d .

On déduit :

$$TF [g(x) * g(x)] = K \frac{\sin^2 \pi u K d}{(\pi u)^2} \otimes \psi(du) \quad (III-3-20)$$

L'expression de la densité spectrale d'énergie devient :

$$\langle | \hat{a}(u) |^2 \rangle = \frac{\sin^2(\pi u \Delta)}{(\pi u)^2} [K + \exp\{-\sigma^2\} \frac{K \sin^2(\pi u K d)}{(\pi u)^2} \otimes \psi(du)] \quad (III-3-21)$$

ii) Distribution aléatoire des grains : (fig. III-3-11d)

L'autocorrélation de la fonction $g(x)$ est de la forme :

$$g(x) * g(x) = \begin{array}{c} \text{Diagramme d'un triangle isocèle centré à l'origine, avec une base de } 2L \text{ et une hauteur de } \sqrt{K}. \end{array} = K \delta(x) + \sqrt{K} \Delta \left(\frac{x}{L} \right) \quad (III-3-22)$$

$$TF [g(x) * g(x)] = K + \sqrt{K} \frac{\sin^2(\pi u L)}{(\pi u)^2} \quad (III-3-23)$$

L'intensité moyenne du spectre est :

$$\langle | \hat{a}(u) |^2 \rangle = \frac{\sin^2(\pi u \Delta)}{(\pi u)^2} [K + \sqrt{K} \exp\{-\sigma^2\} \frac{\sin^2(\pi u L)}{(\pi u)^2}] \quad (III-3-24)$$

Conclusion :

A partir du modèle mathématique choisi pour l'étude de cette microstructure, deux cas de distributions des éléments peuvent se présenter :

- une distribution périodique des éléments : la dimension de l'anneau (distance du 1^{er} maximum au centre) est indépendante de L , largeur du

faisceau de diffraction.

- une distribution aléatoire des éléments, où la dimension de l'anneau $\langle |\hat{a}(u)|^2 \rangle$ est une fonction de L .

La vérification expérimentale effectuée en faisant varier la largeur du faisceau d'analyse laisse inchanger le diamètre moyen de l'anneau. On déduit ainsi que la *structure est périodique*.

Pour confirmer cette conclusion, il est nécessaire d'approfondir plus l'étude de cette structure en l'analysant par des méthodes d'inspection de surfaces tel le banc métallographique ou le microscope à balayage ; ceci permettrait de connaître l'organisation géométrique précise des éléments et l'incidence sur le phénomène de photoconduction.

4 - ENREGISTREMENT DE SPECKLES :

4.a. Introduction :

Les travaux multiples traitant des thermoplastiques appliquent ceux-ci exclusivement à l'holographie.

L'enregistrement d'un hologramme s'effectue par la mise en mémoire sur un récepteur d'un système d'interférences entre une onde de référence et une onde objet. Cette dernière n'est autre que le speckle diffusé par la surface éclairée. Dans le cas d'un hologramme double-exposition relatif au mouvement d'une surface, les ondes 1 et 2 caractéristiques des positions 1 et 2 rendent directement compte de la direction et de l'amplitude de déplacement de cette surface. Pour l'enregistrement des speckles sur le système thermoplastique, l'onde de référence utilisée en holographie a été supprimée (fig. III-12).

4.b. Expérience de variation de la dimension de la fonction d'autocorrélation de la pupille objet à l'intérieur de la densité spectrale d'énergie du "frost".

Pour illustrer cette notion de "porteuse" qu'est le "frost" dans le transfert de modulation, on réalise une expérience d'enregistrements de speckles double-exposition dans le cas de la translation dans son plan d'une surface. On utilise une pupille d'éclairement de forme géométrique carrée afin de différencier sa fonction d'autocorrélation de l'aspect annulaire de la densité spectrale du "frost".

La transparence d'un récepteur photographique développé dans les conditions de linéarité est :

$$T(u,v) = A - B E(u,v) \quad (III-4-1)$$

A et B sont des constantes photométriques et $E(u,v)$ l'éclairement reçu par la plaque. Dans le cas d'un simple enregistrement de speckle, on a, après analyse spectrale de la transparence :

$$t(x',y') = A \cdot \delta(x',y') - B O(x',y') * O(x',y') \quad (III-4-2)$$

On observe un point très brillant au centre ($x' = 0, y' = 0$) ainsi qu'une répartition de lumière qui est, à un facteur de grandissement près, la fonction d'autocorrélation de la pupille de la surface éclairée.

Dans le cas où l'on fait subir une translation d'amplitude a entre deux expositions on a :

$$t(x',y') = A \delta(x',y') - B O(x',y') * O(x',y') [1 + \cos ax']$$

Ainsi, on a une modulation sinusoïdale de la fonction d'autocorrélation de la pupille.

Si on fait un parallèle avec le récepteur thermoplastique, la transparence ne peut pas se formuler comme précédemment. En plus de la lumière diffractée par le récepteur s'ajoute la lumière qui est diffractée par le "frost". Ce "frost" impose donc une fréquence de coupure que l'on met en évidence ainsi : on effectue trois enregistrements en double-exposition (fig. III-13) en ayant opéré à chaque fois une translation de 20 μm entre les expositions afin d'obtenir une modulation. Entre chaque enregistrement (double-exposition) on fait varier la distance entre la surface et le récepteur ; on change ainsi le diamètre angulaire sous lequel est vue la surface.

La photographie en figure (III-13-d) confirme ainsi l'hypothèse ; les franges sont inexistantes à l'extérieur de la densité spectrale du "frost", le rôle de fonction de transfert de ce "frost" est bien vérifié.

Sur la figure (III-14) on représente les courbes densitométriques des enregistrements précédents ; on remarque une nette variation de la visibilité des franges de modulation à l'intérieur du spectre de puissance du "frost)

4.c. Mesure de déplacement de speckle : *comportement du système thermoplastique et linéarité.*

Dans l'expérience précédente, la fonction d'autocorrélation de la pupille est modulée par un système de franges d'interférences provoqués par la translation de la surface. Nous n'avons considéré que l'influence du "frost" (par sa densité spectrale d'énergie). Dans ce paragraphe est discuté l'écart existant entre la fréquence des franges mesurée dans le spectre et la fréquence théorique.

Pour les récepteurs quadratiques classiques (films ou plaques photographiques), le développement effectué dans le domaine de linéarité de la courbe H & D donne une transparence résultante proportionnelle à l'énergie reçue (à un facteur de proportionnalité près).

Dans le cas des systèmes thermoplastiques, le processus d'enregistrement diffère. Le speckle arrive sur ce récepteur sous la forme aérienne d'intensité qui provoque un transfert de charges.

Le thermoplastique, une fois développé, (chauffé) présente un micro-relief qui dépend de la répartition d'intensité du speckle initial.

Il s'agit de montrer, par les expériences suivantes, que la dimension moyenne du speckle aérien correspond à la dimension moyenne du speckle enregistré.

Rotation d'une surface autour d'un axe contenu dans son plan.

La rotation d'une surface plane diffuse éclairée par une onde cohérente plane, induit un déplacement d'ensemble du speckle (fig. III-16 et 17). La direction et l'amplitude du déplacement sont déduits de l'analyse spectrale du récepteur thermoplastique. On sait que le déplacement du speckle dans le plan du récepteur est donné par ⁽²⁾ :

$$d_u = (1 + \cos \theta) D \cdot \Omega \quad (III-4-4)$$

Sur la figure (III-14) on représente les courbes densitométriques des enregistrements précédents ; on remarque une nette variation de la visibilité des franges de modulation à l'intérieur du spectre de puissance du "frost")

4.c. Mesure de déplacement de speckle :

comportement du système thermoplastique et linéarité.

Dans l'expérience précédente, la fonction d'autocorrélation de la pupille est modulée par un système de franges d'interférences provoqués par la translation de la surface. Nous n'avons considéré que l'influence du "frost" (par sa densité spectrale d'énergie). Dans ce paragraphe est discuté l'écart existant entre la fréquence des franges mesurée dans le spectre et la fréquence théorique.

Pour les récepteurs quadratiques classiques (films ou plaques photographiques), le développement effectué dans le domaine de linéarité de la courbe H & D donne une transparence résultante proportionnelle à l'énergie reçue (à un facteur de proportionnalité près).

Dans le cas des systèmes thermoplastiques, le processus d'enregistrement diffère. Le speckle arrive sur ce récepteur sous la forme aérienne d'intensité qui provoque un transfert de charges.

Le thermoplastique, une fois développé, (chauffé) présente un micro-relief qui dépend de la répartition d'intensité du speckle initial.

Il s'agit de montrer, par les expériences suivantes, que la dimension moyenne du speckle aérien correspond à la dimension moyenne du speckle enregistré.

Rotation d'une surface autour d'un axe contenu dans son plan.

La rotation d'une surface plane diffuse éclairée par une onde cohérente plane, induit un déplacement d'ensemble du speckle (fig. III-16 et 17). La direction et l'amplitude du déplacement sont déduits de l'analyse spectrale du récepteur thermoplastique. On sait que le déplacement du speckle dans le plan du récepteur est donné par ⁽²⁾ :

$$d_u = (1 + \cos \theta) D \cdot \Omega$$

(III-4-4)

où θ désigne l'angle entre la direction d'illumination et la direction d'observation.

D la distance entre la surface et le récepteur.

Ω l'angle de rotation de la surface.

On obtient ainsi un tableau de correspondance entre l'amplitude de la rotation et les déplacements, théorique et expérimental, du speckle dont la courbe est donnée en figure (III-18).

(	Ω	:		:		:		:		)
(		:	0,1	:	0,2	:	0,3	:	0,4	)
(	(mm)	:		:		:		:		)
(	$\frac{du}{du}$	:		:		:		:		)
(	théorique	:	10	:	20	:	30	:	40	)
(	(μm)	:		:		:		:		)
(	$\frac{du}{du}$	:		:		:		:		)
(	expérimental	:	11	:	21,5	:	30,4	:	42	)
(	(μm)	:		:		:		:		)

La courbe obtenue $d_u = f(\Omega)$ est sensiblement linéaire, de même qu'il y a correspondance entre les valeurs théoriques calculées et les valeurs expérimentales de l'amplitude de déplacement du speckle. Ceci nous permet de conclure que le récepteur thermoplastique se déforme proportionnellement à l'éclairement reçu.

4.d. Visibilité des franges et lamination :

L'influence de la lamination sur le transfert des charges étant non négligeable, nous nous sommes proposés de l'étudier par l'intermédiaire d'enregistrements de speckles en considérant la visibilité des franges de déplacement dans le cas de la rotation d'une surface. On effectue plusieurs enregistrements double-exposition en ne faisant varier que l'intensité d'éclairement. La courbe donnée en figure (III-19) traduit l'évolution de cette visibilité. On remarque une certaine constance entre 40 à 80 erg/cm². Cette courbe confirme l'hypothèse de l'existence du "frost" comme critère de modulation ; les valeurs de l'éclairement qui donnent une bonne définition de la densité spectrale d'énergie du "frost" coïncident avec les valeurs du maximum de sensibilité.

5 - APPLICATION DU SYSTEME THERMOPLASTIQUE AU CONTRÔLE DE FORME.

Après avoir justifié la correspondance existant entre la dimension moyenne des grains de speckle aérien et la dimension moyenne du grain fixé sur le thermoplastique, on peut appliquer ce système au contrôle de forme par speckles polychromatiques.

Deux types de techniques ont été développés aux chapitres I et II. Quelle serait alors la possibilité d'adaptation du système thermoplastique à chacune des méthodes ?

5.a. Propagation libre de speckle, balayage ponctuel d'une surface.

Le principe de cette méthode étant l'enregistrement en double exposition avec λ_1 et $(\lambda_1 + \Delta\lambda)$ pour chaque élément de surface ; la translation de la surface permet le balayage et le relevé des pentes correspondantes. Le système thermoplastique, dont la fréquence d'enregistrement varie entre trois et six secondes, ne permet pas un contrôle répétitif rapide par cette méthode. On donne néanmoins un type de montage (fig. III-20) dans le cas où l'on additionne un fond continu ("référence") et l'observation dans l'ordre zéro de l'hologramme.

L'addition de cette onde de référence permet d'accroître la fréquence de modulation. La réduction du faisceau d'éclairement de la surface à inspecter donne un grain moyen assez important, qui situe la fréquence dans la zone défavorable de la courbe "rendement de diffraction-modulation" donnée en figure (III-4).

5.b. Contrôle global de la forme : speckle-image défocalisé :

La relative rapidité d'enregistrement-développement permet de mettre en évidence les courbes équiphasées d'une forme complexe. Un dispositif approprié (fig. III-22) permet d'observer les courbes de niveaux.

Description du montage :

- On éclaire la surface avec une onde plane Σ_1 . Un cube séparateur C

J. MONNERET : Etude théorique et expérimentale des phénomènes observables en interférométrie holographique, Thèse d'Etat, Besançon, 1973.

permet d'aligner les directions d'incidence, d'observation et d'analyse. Une lentille L_1 forme l'image du plan de défocalisation P sur le plan du thermoplastique.

- L'onde d'analyse est une onde divergente dont le point source est à la distance focale f_1 de la lentille de manière à produire une onde plane pour l'analyse spectrale.

- Le plan du récepteur est dans le plan d'entrée d'un montage $4f$; ce qui permet un filtrage de fréquences spatiales par l'adjonction d'un masque dans le plan spectral. L'analyse des enregistrements est alors identique au problème décrit par ailleurs dans la littérature (14).

CONCLUSION.

L'étude du comportement du récepteur thermoplastique et les différentes expériences d'enregistrements de speckles effectuées permettent de dresser un bilan des possibilités d'applications et de développements futurs.

La mise en oeuvre du système pour l'enregistrement de speckles ne présente pas de difficultés sérieuses. Le critère fondamental reste l'ajustement du niveau de l'éclairement. Le programme de fonctionnement automatique, une fois les paramètres réglés décharge l'expérimentateur de multiples manœuvres astreignantes parce que répétitives.

La présence d'une fonction de transfert du récepteur qui impose une fréquence de coupure, limite certes la sensibilité du système. Dans le cas de la mesure de déplacement, l'amplitude minimale détectable est voisine de $0,5 \mu\text{m}$.

La précision des résultats de mesure de fréquences de franges ne diffère pas sensiblement de la précision de l'analyse spectrale des récepteurs photographiques. La rapidité d'acquisition de l'information que ce soit par la mesure de déplacement ou le contrôle de forme, offre des chances à ce système thermoplastique pour son application en métrologie.

CHAPITRE IV

CONTRÔLE DE FORME EN TEMPS RÉEL : ÉTUDE D'UNE CHAÎNE DE TRAITEMENT DU SIGNAL ANALOGIQUE

INTRODUCTION

Le souci sans cesse croissant d'automatisation des chaînes de mesure et de contrôle nécessite la mise au point de systèmes rapides qui fonctionnent en temps réel. Des dispositifs analogiques-numériques, optoélectroniques répondent à ce problème par le caractère immédiat de traitement du signal électrique.

On développe ici l'étude d'un procédé original de détermination et de mesure du déplacement de speckle appliqué au contrôle de forme. Ce système, qui associe l'optique et l'électronique, permet la transformation de deux répartitions d'éclairements (speckles) obtenues simultanément avec deux longueurs d'onde voisines en un signal électrique. L'amplitude du déplacement relatif des speckles dû à l'effet de pente est déterminée par une série d'opérations analogiques permettant d'extraire la fonction de corrélation des fonctions d'entrée. *La translation du pic de corrélation constitue alors le critère de mesure de la pente.* La chaîne de mesure est constituée de deux éléments principaux : une caméra CCD et un corrélateur hybride. Chacun de ces éléments est décrit séparément de même que leurs possibilités propres d'application à l'étude des répartitions aléatoires d'éclairements telles que le speckle. La dernière partie du chapitre sera enfin consacrée aux conditions de fonctionnement du dispositif automatisable et aux possibilités pratiques de sa réalisation.

1 - ETUDE DU PHOTODETECTEUR CCD

Le schéma de principe du dispositif est représenté sur la figure (IV.1). La surface est éclairée simultanément par deux ondes cohérentes de longueur d'ondes voisines produisant deux speckles homothétiques.

Ces répartitions d'éclairements décalées entre elles sont reçues par la barrette CCD qui les transforme en signal électrique. Ce dernier est transmis dans un corrélateur hybride où il subit un traitement analogique permettant de retrouver la mesure de la pente de la surface inspectée. La méthode optique utilisant ce système a été décrite au chapitre I.

1.a. Définition du photodétecteur CCD

Un photodétecteur du type CCD (Charges Coupled Device) est un ensemble de photodiodes de très petites dimensions qui sont disposées en ligne (barrette) ou en matrice et liées électroniquement entre elles (figure IV.2). Ces photodiodes se chargent proportionnellement à l'énergie de rayonnement reçue, c'est-à-dire au temps d'exposition et à l'éclairement. Un système d'horloge permet un balayage à haute fréquence qui effectue la "lecture" par la décharge des condensateurs élémentaires. Ainsi, une répartition d'intensité dans le plan du photodétecteur se traduit par un signal électrique d'amplitude proportionnelle à cet éclairement ^(42,43). L'adaptation d'un système optique en fait une caméra dont le signal vidéo de sortie peut être : - analogique : signal $v(t)$ proportionnel à l'éclairement reçu

ou

- binaire : un système logique "0" ou "1" permet d'écarter le signal vidéo.

1.b. Caractéristiques de la caméra CCD FAIRCHILD 1300

On dispose d'une caméra CCD de marque FAIRCHILD, modèle 1300, livrée avec une unité de contrôle modèle 1320 (figure IV.13). C'est une caméra-ligne

(42) D.J. PURLL
Design considerations for two CCD based star sensors.
Optica Acta, 1978, 25, pp. 1215-1226.

(43) G.H. KAUFFMANN, A.E. ENNOS
An electro-optical read-out system for analysis of speckle photographs.
J. Physics Sci. Instruments, 1980, 13, pp. 579-584.

dont la surface photosensible est une barrette de 1024 photodiodes de $13\mu\text{m}$ de largeur chacune (figure IV.2). La longueur totale de cette barrette est de 13 mm environ. On résume dans le tableau ci-dessous les caractéristiques les plus significatives :

Récepteur (sensor)	CCD 131
Résolution	1024 éléments, distants de $13\mu\text{m}$ (centre à centre)
Distorsion géométrique	Déterminée par l'optique adoptée
Intervalle dynamique	$\geq 200 : 1$
Sensibilité	$0,5 \text{ erg/cm}^2$ ($\lambda = 6000 \text{ \AA}$)
Saturation	25 erg/cm^2 (" " ")
Non uniformité de la photoréponse	$\pm 50\text{mV}$ à 500mV du niveau de sortie (gain fixe)
Sortie vidéo	
- analogique	$1V_{pp}$ vidéo (75Ω)
- binaire	Logique : "1" = blanc 5V "0" = noir 0V
Gain	$10 : 1$
Vitesse de charge (un élément)	100 KHz à 10 MHz
Vitesse de charge (une ligne)	80 Hz à 10 KHz
Temps d'exposition	12 ms à $100 \mu\text{s}$
Sensibilité spectrale	Approximativement constante dans le visible ; l'IR est arrêté par un filtre adapté dans la caméra

Cette liste assez sommaire, permet surtout de situer globalement cette nouvelle génération de caméras. Les détails techniques et les schémas électroniques de construction sont disponibles dans la documentation qui est fournie avec l'appareil.

1.c. Expériences de mesure de déplacement de speckle

La perspective d'adaptation du système CCD précédemment décrit à l'étude des formes par speckle multi-longueurs d'onde nécessite des expériences élémentaires de mesure de déplacements simples de speckles monochromatiques. Ces mesures se feront alors directement sur le signal analogique de sortie de la caméra, visualisée sur l'écran d'un oscilloscope cathodique.

La barrette CCD délivre un signal analogique unidimensionnel proportionnel à la répartition spatiale d'intensité. L'incidence d'un speckle aérien directement sur la barrette dépourvue d'optique donne naissance à un signal électrique aléatoire. Un déplacement transversal de ce speckle est mis en évidence par la translation du signal vidéo correspondant. On réalise ainsi deux expériences similaires de mesure de déplacement.

i) Rotation d'une surface autour d'un axe contenu dans son plan (tilt) : évolution du signal vidéo

Le dispositif expérimental est représenté sur la figure (IV.3). Un speckle est provoqué en éclairant un diffuseur plan transparent avec une onde plane cohérente et monochromatique. Un diaphragme à ouverture variable permet d'ajuster la section éclairée, voire la dimension moyenne du grain dans le plan du photodétecteur. Le speckle ainsi produit induit un signal électrique qui est visualisé sur l'écran de l'oscilloscope (figure IV.4).

La rotation de la surface d'un angle Ω entraîne une rotation du speckle d'un angle 2Ω , provoquant un déplacement transversal d'amplitude d_u à une distance D du diffuseur. Cette amplitude est donnée par la relation :

$$d_u = (1 + \cos \theta) D \cdot \Omega \quad (\text{IV.1})$$

où θ est l'angle entre la direction d'incidence de l'éclairement et la normale à la surface.

Comme on a une incidence normale, donc $\theta \equiv 0$, l'équation précédente s'écrit alors :

$$d_u = 2D \cdot \Omega \quad (\text{IV.2})$$

Pour $D = 300$ mm, on effectue une série de rotations de la surface par des angles connus (la surface est montée sur une tourelle graduée), puis on mesure les déplacements du speckle correspondant. On dresse un tableau de comparaison entre les valeurs théoriques et d_u calculées à partir de l'équation (IV.2) avec les valeurs expérimentales mesurées sur l'oscilloscope. De ce fait, une conversion est nécessaire entre les déplacements réels du speckle au niveau de la barrette et les déplacements homologues sur l'écran de l'oscilloscope.

La longueur réelle du signal étant de 13 mm (équivalent à la longueur de la barrette), il est visualisé sur une longueur de 10 carreaux, correspondant à 100 mm. Le grandissement introduit est de 100/13. Les mesures données dans le tableau seront donc les valeurs réelles de d_u .

Ω (mn)	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8
d_n (théo- rique) (mn)	0,10	0,21	0,31	0,42	0,52	0,64	0,73	0,80
d_n (expri.) (mn)	0,12	0,27	0,30	0,42	0,49	0,62	0,74	0,85

La courbe expérimentale de $d_u = f(\Omega)$ est donnée sur la figure (IV.6). Elle traduit la concordance entre les valeurs théoriques et expérimentales de d_u . C'est une droite qui vérifie la linéarité du déplacement transverse du speckle en fonction de la rotation de la surface. Ceci montre de même, que l'erreur sur les mesures est inférieure à 5 %, on peut donc appliquer sans restriction, ce système CCD à la métrologie des microdéplacements. Pour cela, on peut concevoir de multiples systèmes de mesure fonctionnant en temps réel.

ii) Changement de longueur d'onde : évolution du signal vidéo

L'homothétie existant dans un plan entre deux speckles obtenus avec deux longueurs d'onde voisines a été mise en évidence dans les trois chapitres précédents par les méthodes classiques d'analyse spectrale du récepteur (d'amplitude ou de phase) sur lequel on a effectué un enregistrement en double exposition.

Cette homothétie se traduit par un déplacement relatif entre les speckles, quel serait alors le comportement du photodétecteur CCD dans l'étude d'un tel phénomène ?

En fait, le problème peut être traité comme le cas de la rotation d'une surface. En un point, il se produit un déplacement transverse du speckle de même qu'une variation de la configuration (déplacement et gonflement du grain moyen) qui sont fonction de l'intervalle spectral $\Delta\lambda$ et de la distance à l'axe de symétrie.

Pour effectuer cette expérience, on utilise le montage de la figure (IV.3). La source d'éclairement est un laser à colorant (Dye Laser) qui donne un rayonnement cohérent de longueur d'onde accordable. De plus, la caméra est décalée de l'axe de symétrie d'une distance $d = 120$ mm, de manière à obtenir des amplitudes de déplacements détectables.

Cette amplitude est donnée par l'équation (I.A.16). On enregistre successivement les signaux analogiques visualisés sur l'oscilloscope en faisant varier à chaque fois, la longueur d'onde d'une quantité $\Delta\lambda = 10 \text{ \AA}$ (figure IV.5). A partir d'un intervalle spectral voisin de $30 \text{ \AA}$, on remarque l'évolution de la configuration, reflétant ainsi le phénomène de décorrélation entre les speckles. Un tableau de comparaison est donné comme précédemment, entre les valeurs théoriques et expérimentales de d_u .

$\Delta\lambda$ (Å)	10	20	30	40	50	60
d_n théorique (mm)	0,21	0,42	0,63	0,84	1,05	1,26
d_n expérim. (mm)	0,25	0,35	0,62	0,80	1,10	1,31

La mesure de cette amplitude a été effectuée sur un pic du signal. La courbe $d_u = f(\Delta\lambda)$ est donnée sur la figure (IV.7), celle-ci est une droite qui traduit la linéarité du déplacement en fonction de $\Delta\lambda$. On peut donc affirmer qu'il y a une correspondance entre les valeurs théoriques et expérimentales du déplacement. Le système CCD traduit ainsi de façon fidèle, la relation d'homothétie des speckles à deux longueurs d'onde. En conclusion, il est donc possible de développer l'utilisation de la caméra CCD comme photodétecteur dans les méthodes de contrôle de forme de surfaces mécaniques.

2 - ETUDE DU CORRELATEUR HYBRIDE POUR LA CORRELATION DE SPECKLES

Le photodétecteur CCD transforme une répartition d'éclairement en signal vidéo unidimensionnel dans le cas de la caméra-ligne. Disposant d'un signal électronique, il est possible d'effectuer des opérations analogiques par des dispositifs électroniques appropriés. Le corrélateur électronique ou corrélateur hybride (Joint Transform Correlator) permet de réaliser le produit de corrélation de deux signaux électriques simultanés ^(44,45). On développe ci-dessous, les diverses étapes du processus de corrélation ainsi que les transformations nécessaires pour l'application à la corrélation de speckles.

2.a. Présentation du corrélateur hybride

Pour décrire ce système, on reprend de façon simplifiée, la description qui a été faite par Casasent dans le cas de la corrélation de deux fonctions de transparence.

i) Transformation théorique simulée par le système optoélectronique

On considère deux fonctions unidimensionnelles $f(x)$ et $g(x)$ distantes de $2b$ et de largeur moyenne b (figure IV.8).

La transmittance dans le plan P_0 de ces deux fonctions peut s'écrire :

$$t(x) = f(x+b) + g(x-b) \quad (\text{IV.3})$$

Considérons la transformation de Fourier de cette fonction dans le plan P_1 et enregistrons le spectre correspondant sur un récepteur quadratique. L'intensité $I(u)$ est telle que :

$$I(u) = \left| \text{TF } |f + g| \right|^2$$
$$I(u) = |F(u)|^2 + |G(u)|^2 + 2|F||G| \cos(\phi, b) \quad (\text{IV.4})$$

(44) D. CASASENT
Equalizing and coherence measure correlators.
Appl. Optics, 1978, 17, pp 3418-3423.

(45) D. CASASENT
Review of coherent optical correlation techniques.
SPIE, vol. 177, Optical Information Storage, 1979).

où F et G désignent respectivement les transformées de Fourier des fonctions f et g.

Par ailleurs, si ce récepteur a une transmittance proportionnelle à l'énergie enregistrée et que l'on effectue une deuxième transformation de Fourier, on obtient une amplitude $a(x')$ de la forme :

$$a(x') = f*f + g*g + f*g \times \delta(x'+2b) + g*f \times \delta(x'-2b) \quad (\text{IV.5})$$

où * désigne le produit de corrélation

désigne le produit de convolution

et x' est la variable inverse de u.

Cette seconde transformation permet finalement d'obtenir le produit de corrélation $f*g$. Le corrélateur hybride réalise électriquement cette transformation par le traitement du signal vidéo fourni par la caméra CCD.

ii) Description de la transformation électronique du signal

L'intensité incidente sur le photodétecteur étant $I(t)$, le signal vidéo de sortie $v(t)$ sera de la forme :

$$v(t) = RI(t) \quad (\text{IV.6})$$

où R désigne la réponse en Volts/unité d'intensité.

Ce signal est ensuite injecté du photodétecteur dans un générateur de fréquence donnant deux sinusoides en parallèles et en quadratures (figure IV.9). Après cela on opère pour chacune des branches une multiplication (par $\sin \omega_0 t$ et $\cos \omega_0 t$), une intégration, une élévation au carré, puis on effectue la somme des deux intensités résultantes. Ainsi du signal $v(t)$ on aboutit à un signal $s(t)$ dont l'expression est :

$$s(t) = K \left| \sin \omega_0 t \left| f*f + g*g + f*g \times \delta(t-\tau) + g*f \times \delta(t+\tau) \right| \right|^2 \quad (\text{IV.7})$$

où K est une constante caractéristique de la longueur d'onde, de la constante de temps de l'intégrateur et de la réponse du photodétecteur, et τ est une constante caractéristique de la distance des fonctions d'entrée.

On obtient ainsi une expression qui contient le produit de corrélation des fonctions f et g . La fonction sinc représente l'enveloppe qui détermine la largeur de bande ou bande passante du système électronique.

Cette fonction de corrélation obtenue sous la forme d'un signal électrique peut être visualisée sur un oscilloscope cathodique. Le maximum (ou pic) contenu dans le signal localise la corrélation.

Les exemples d'application rapportés par l'auteur confirment la validité de cette technique. On distingue sur la figure (IV.10) deux types de corrélations

Figure IV.10.a : les fonctions d'entrée f et g sont identiques ; seule la distance entre les transparences varie, on obtient donc une fonction d'autocorrélation dont le pic de corrélation subit une translation en fonction de cette distance $2b$ des fonctions d'entrée. C'est ce critère qui sera utilisé pour la détermination et la mesure des pentes.

Figure IV.10.b : application à la reconnaissance des formes contenues dans les fonctions f et g . Le pic de corrélation localise la forme voisine ou identique existante dans les deux transparences. Le détail commun est visible dans les deux fonctions.

3 - CORRELATION DE SPECKLES

L'étude théorique et les exemples d'application du corrélateur hybride ont été démontrés sur des fonctions d'entrée qui se présentent sous la forme de transparences. L'utilisation de ce système dans l'étude des formes par speckle multi-longueurs d'onde nécessite une définition des conditions d'adaptation propres au problème du speckle.

3.a. Addition cohérente de deux speckles fortement corrélés

Le corrélateur hybride effectue, comme on l'a vu, le produit de corrélation de deux fonctions simultanées, c'est-à-dire qu'il n'y a pas de

retard temporel dans l'acquisition des deux fonctions. Or, toutes les méthodes de contrôle de forme développées précédemment sont basées sur l'enregistrement en double-exposition. Donc, l'adoption de ce système implique *l'existence simultanée des deux speckles relatifs à λ et $(\lambda + \Delta\lambda)$* . On utilise pour cela un laser à Argon ionisé fonctionnant en régime multi-longueurs d'onde. Un dispositif de dispersion et de recombinaison permet d'obtenir un faisceau parallèle composé de deux longueurs d'onde voisines. L'intervalle spectral fixant le degré de corrélation entre les speckles, la relation d'homothétie se traduira schématiquement sur le photodétecteur comme la somme de deux signaux de formes voisines mais décalés transversalement.

4 - CHAÎNE DE MESURE

La capacité de transmission de signaux aléatoires (speckles) par la caméra CCD ainsi que la corrélation obtenue par le corrélateur hybride permettent de concevoir un système de détermination et de mesure de la forme et du déplacement fonctionnant en temps réel.

4.a. Principe de la méthode

L'exemple d'application du corrélateur reproduit sur la figure (IV.10.a) met en évidence, à partir du signal de corrélation, la variation de la distance qui sépare les deux fonctions d'entrée par la mesure de la translation du pic de corrélation. Lorsqu'un élément de surface est éclairé par un faisceau parallèle contenant deux longueurs d'onde voisines, il provoque dans l'espace et dans le plan du photodétecteur dépourvu d'optique, deux speckles sensiblement identiques et décalés l'un par rapport à l'autre.

La corrélation des fonctions résultantes est en fait une fonction d'autocorrélation de la même fonction d'entrée en considérant que les deux speckles sont parfaitement corrélés. Seule la distance varie alors pendant l'inspection d'une surface non uniforme. L'amplitude de translation du pic de corrélation sera déterminée par un système de comptage d'impulsions qui permet d'obtenir par une simple opération de calcul, la pente relative au point inspecté.

4.b. Description du système

Le schéma synoptique est représenté sur la figure (IV.11). On décrit individuellement chacun des éléments de la chaîne ainsi que sa fonction dans le processus de mesure. Le dispositif d'illumination et de balayage ayant été longuement décrit précédemment, on s'intéressera particulièrement au système électronique de traitement du signal vidéo :

- (1) caméra CCD dépourvue d'optique : elle transforme la répartition d'éclairement en un signal électrique $v(t) = v_1(t) + v_2(t)$. Celui-ci est décrit par 1024 photodétecteurs de $13\mu\text{m}$ chacun, qui fixent la résolution au niveau du speckle.
- (2) Unité de contrôle de la caméra : elle contient l'électronique de commande de la caméra ainsi qu'une fonction extérieure permettant une synchronisation avec le balayage-ligne de la caméra.
- (3) Corrélateur hybride : il effectue le produit de corrélation du signal d'entrée $(v_1(t) + v_2(t))$ permettant d'obtenir le signal de corrélation $s(t)$ tel que :
$$s(t) = v_1(t) * v_2(t)$$
- (4) Générateur de fréquences : il est lié au corrélateur pour la réalisation du produit de corrélation.
- (5) Trigger de Schnitt : il permet la mise en forme du signal de corrélation de manière à piloter un compteur d'impulsions.
- (6) Compteur d'impulsions : il est déclenché par l'unité de contrôle en même temps que le balayage-ligne de la caméra. Le comptage est arrêté par le pic du signal $s(t)$ à la sortie du trigger (figure IV.12). Le nombre d'impulsions fixe alors le retard t entre le temps zéro (déclenchement) et la position du pic pendant le temps de balayage t_0 d'une ligne de la caméra. Donc à chaque point de mesure correspond un temps t_k caractéristique du déplacement relatif des speckles dû à la pente i_k .
- (7) Générateur d'impulsions : il commande le compteur d'impulsions ainsi que le système de balayage de la surface (moteur pas à pas). La mesure des pentes étant effectuée en chaque point, le système de balayage doit être nécessairement

synchronisé avec le dispositif électronique. De plus, cette mesure est réalisée à l'arrêt du balayage de la surface.

- (8) Calculateur + affichage : cet ensemble permet de convertir le retard temporel en mesure de pente.

4.c. Résolution et sensibilité du système

Si l'on considère comme référence de résolution les 1024 éléments photodétecteurs contenus dans le temps de balayage d'une ligne, on peut déterminer la sensibilité de cette méthode fixée par le déplacement du pic de corrélation donné par le corrélateur hybride. En ajustant la bande passante de ce corrélateur de façon à ce qu'elle soit identique à celle du signal vidéo donné par la caméra, on considère que ce signal de sortie est échantillonné en 1024 éléments (pixels). Ainsi une translation d_n égale à la largeur des speckles homothétiques de l'ordre d'une photodiode (soit $13\mu\text{m}$) détermine la translation correspondante du pic de corrélation et donne la mesure de la pente de la surface au point considéré (par rapport au plan de référence).

En prenant un déplacement $d_{u \min}$ tel que $d_{u \min} = 13\mu\text{m}$ (largeur d'une photodiode), la pente correspondante est obtenue à partir de l'équation (I.B.4.) que l'on réécrit :

$$i_{\min} = \frac{1}{2} \arcsin \left(\frac{\lambda}{\Delta\lambda} \frac{d_{u \min}}{D} \right)$$

on pose $\lambda = 5600 \text{ \AA}$
 $\Delta\lambda = 10 \text{ \AA}$
 $D = 100 \text{ mm.}$

On obtient la valeur numérique de la pente minimale détectable :

$$\begin{aligned} i_{\min} &= 0,004^\circ \\ &= 7,2' \end{aligned}$$

La sensibilité peut être améliorée en augmentant la distance D ou $\Delta\lambda$.

Pour $D = 200 \text{ mm}$ $i_{\min} = 3,2'$

Cette approche théorique de la sensibilité permet d'avancer l'hypothèse que seule la dimension du photodétecteur élémentaire puisse fixer la résolution effective du système.

CONCLUSION

Ce premier travail de prospection ne nous permet pas de conclure de manière décisive sur le choix d'un tel système de contrôle de forme en temps réel. Seulement, la vérification expérimentale des possibilités de transmission de speckles par le système CCD ainsi que les exemples d'applications du corrélateur hybride sont prometteurs quant à la réalisation pratique de cette chaîne de mesure. Toutefois l'intégration de ce système dans une chaîne de contrôle industriel automatisable nécessite une amélioration du schéma de principe. En effet, une gestion totale des fonctions des différents éléments électroniques est possible par l'adaptation d'un mini-calculateur.

ANNEXE : RÉALISATION D'UN SYSTÈME ÉLECTRONIQUE DE
TRAITEMENT DU SIGNAL VIDEO : APPLICATION
À L'ÉTUDE DE DÉFORMATION VISCO-PLASTIQUE
DE COQUES MINCES DE RÉVOLUTION SOUMISES À
UNE PRESSION HYDROSTATIQUE.

Cette étude a été effectuée en collaboration avec le Laboratoire de Mécanique Appliquée de la Faculté des Sciences de Besançon.

1 - PRESENTATION DE L'ETUDE :

1.a. Position du problème :

Dans le cadre de l'étude de déformation de coques minces de révolution par pression d'huile ⁽⁴⁶⁾, les expérimentateurs se sont heurtés à divers problèmes se rapportant au contrôle de la forme et à l'évaluation quantitative des amplitudes au cours de la déformation. Les méthodes mécaniques ne répondent pas de manière satisfaisante à ces différentes exigences que l'on peut résumer ainsi :

- l'observation globale de la déformation ;
- l'évaluation immédiate de l'amplitude de la déformation sans perturbation du processus de mise sous pression ;
- l'absence de contact physique entre la surface en cours de formage et la "sonde de mesure" ;
- la possibilité de mise en mémoire du processus de la déformation pour un traitement et une exploitation ultérieure.

(46) : E. EPERCIEUX : étude de la déformation visco-plastique de plaques minces de révolution soumises à une pression hydrostatique.

Deux types de techniques sont développées parallèlement :

- formage hydraulique à froid : l'huile de compression est à la température ambiante. Cette méthode est plutôt appliquée aux pièces de petites dimensions ;

- formage hydraulique à chaud : la température du bain est de 300°C, donnant une température de plaque voisine de 250°C. Le comportement du matériau à chaud permet d'obtenir des amplitudes de déformation plus importantes.

De la multiplicité des exigences de contrôle et des conditions dans lesquelles se déroulent la déformation (particulièrement pour le formage à chaud), le recours à des techniques de métrologie optique se trouve parfaitement justifié.

1.b. Choix de la méthode :

Une plaque de métal spécial (ayant des caractéristiques superplastiques), maintenue sur son pourtour (fig 1) par un système de serre-flancs et brides, se déforme par effet d'accroissement, continu ou discontinu, de la pression d'huile. La plaque prend alors la forme d'une calotte hémisphérique.

Le critère de visualisation et de contrôle du formage peut se traduire par la mise en évidence de la "carte topographique" de ce relief.

Parmi un éventail assez large de techniques de métrologie optique adaptables à l'étude de formes de pièces mécaniques, nous en avons retenu deux, qui semblent répondre de manière correcte au problème posé :

- la méthode de projection de speckle : la déformation de la surface provoque au cours du temps une variation de la répartition d'éclairement d'un speckle qui serait projeté sur cette surface. La déformation des grains permet de déduire en tout point l'amplitude et la direction de la déformation de la surface. Des difficultés d'ordre pratique ont empêché la mise en application de cette méthode, notamment le déplacement sur le lieu de l'expérimentation du matériel adéquat. L'atmosphère saturée d'huile risquait en particulier de polluer les optiques du laser. La réalisation d'une enceinte étanche nous aurait conduit trop loin, aussi avons-nous renoncé.

- La méthode de topographie-moiré par projection simultanée de deux réseaux de franges en éclairage incohérent^(13,14,15). Par la simplicité de mise en oeuvre, elle a été utilisée pour la réalisation expérimentale du contrôle de la déformation.

Cette méthode de franges se distingue particulièrement par :

- l'utilisation de la lumière blanche comme source d'éclairement, permettant l'emploi de projecteurs de diapositives qui existent dans le commerce ;
- l'aspect global du contrôle donnant ainsi la forme de l'ensemble de la pièce ;
- l'application en temps réel : les lignes d'égale amplitude apparaissent comme peintes sur la surface et évoluent en même temps ;
- la connaissance précise et immédiate de chaque niveau d'amplitude ;
- la possibilité de mise en mémoire du "film" de la déformation par l'association d'un circuit video adapté ;
- enfin, la facilité relative de mise en oeuvre et la possibilité d'application pour une gamme d'amplitudes assez larges (de moins de un millimètre à plusieurs dizaines de centimètres).

1.c. Principe et étude théorique de la méthode de franges :

L'incidence de deux éclairagements périodiques simultanés (fig 2) sur une surface non uniforme donne naissance à un phénomène de moiré (réseau de franges secondaires). Celui-ci est localisé sur cette surface et matéria-

-
- (13) : P. BENOIT, E. MATHIEU, J. HORMIERE and A. THOMAS, Characterization and control of three dimensional objects using fringe projection techniques. Nouv. Rev. Optique, 1975, t. 6, n° 2, pp 67-86.
 - (14) : B. DESSUS, M. LEBLANC : the fringemethod and its application for the deformation of objects. Opto-Electron. 1973, 5, pp 369-391.
 - (15) : B. DESSUS, J.P. GERARDIN, P. MOUSSELET : Une "methode des franges" en temps réel et ses applications industrielles. Opt. and Quant. Electron. 1975, 7, pp 15-45.

lise les lignes d'égale amplitude entre un plan de référence préalablement choisi et le plan des centres de projection (fig 3).

Une frange de moiré d'ordre m est le lieu des points de la surface tels que les indices i et k des franges primaires relatives aux trames projetées 1 et 2, soient liés par la relation suivante :

$$i - k = m \quad (1)$$

L'amplitude Z_m de la frange de moiré d'ordre m par rapport au plan de projection est définie ainsi [4] :

$$Z_m = \frac{2a Z_0}{2a + mp} \quad (2)$$

où : $2a$ désigne la distance AB des centres de projection (fig 3) ;

Z_0 , l'amplitude du plan de référence par rapport au plan de projection ;

p , le pas des franges primaires projetées sur la surface.

Le lieu des surfaces d'amplitude Z_i matérialise des plans parallèles entre eux et parallèles au plan de projection qui contient les centres A et B (fig 3).

La différence d'amplitude entre deux niveaux consécutifs m et $m+1$ est ΔZ_m . Elle est définie par dérivation de l'équation (2) :

$$\frac{dZ_m}{dm} = \frac{- 2a Z_0 p}{(2a + mp)^2} \quad (3)$$

$$dZ_m = \frac{- 2a Z_0 p}{(2a + mp)^2} dm$$

d'où pour $dm = 1$

$$\Delta Z_m = \frac{2a Z_0 p}{(2a + mp)^2} \quad (4)$$

ΔZ_m est une fonction de l'indice m . Ceci montre que la différence de niveaux consécutifs diminue à mesure que m augmente.

1.d. Hypothèses géométriques d'application.

Dans le cadre de l'application quantitative de cette technique de moiré, il est nécessaire de définir certaines données géométriques relatives aux conditions pratiques du montage. On peut les énumérer de la façon suivante :

- la surface de référence qui est en fait la surface non déformée de la plaque, est parallèle au plan de projection ;
- la direction d'observation des franges est perpendiculaire au plan de référence et équidistant des centres de projection (distants de $2a$) ;
- la formation des franges primaires sur la surface se fait par la projection, à l'aide d'un système optique d'un réseau à profil carré de pas p_o . Les directions de projections font chacune un angle α par rapport à la normale au plan de référence. Du fait de cette inclinaison, le réseau de franges qui est formé n'est plus à pas constant, mais variable ; toutefois, on considère que cette variation est négligeable pour des angles inférieurs à 20° . Les diverses manipulations ont été effectuées sous cette condition particulière.

2 - REALISATION PRATIQUE :

2.a. Description des différent éléments du montage.

- Le système de projection de franges est un couple de projecteurs de diapositives de focale identique $f = 100 \text{ mm}$

et d'ouverture $1,8$

- les trames projetées sont des réseaux à pas constant p_o et de profil carré. La fréquence $N_o = \frac{1}{p_o}$ varie de 5 à 20 traits/mm suivant la précision demandée.

- pour l'enregistrement et la visualisation, on utilise une chaîne video de marque SONY (caméra AVC 3 200 SE, magnétoscope AV 3670 CE et moniteur PVM 200 CE). La caméra est équipée d'un zoom de focale $f = 20 - 100 \text{ mm}$ de marque BERTHIOT.

Par commodité, l'ensemble de projection et d'enregistrement est disposé sur un plan horizontal. Le système de déformation travaille suivant un axe vertical. Pour effectuer la liaison entre les deux plans, on dispose un miroir à 45° (fig 4).

2.b. Etat de surface et qualité de l'image.

La surface du matériau utilisé (UZ 33) est brillante. La variation du niveau d'éclairement, d'un point à un autre de la surface, est importante et difficile à maîtriser par suite de la déformation de cette surface au cours du temps. La fluctuation de l'éclairement réduit notablement la qualité de l'image sur le moniteur. Il était donc nécessaire de modifier le pouvoir réflecteur de la surface par un traitement approprié. Le sablage répond au problème : la microstructure aléatoire de la surface ainsi provoquée par l'arrachement du matériau par les grains de silice conduit à une diffusion plus importante de la lumière, donc à répartition plus uniforme du niveau d'éclairement. Notons que cette opération de sablage ne produit que des effets secondaires mineurs sur la déformation.

Le problème de la réflexion étant résolu, le contraste de l'image observée sur le moniteur demeure assez médiocre ; cela est dû principalement à :

- la couleur du matériau,
- un début de phénomène de diffraction des réseaux projetés (pour des fréquences supérieures à 10 traits/mm) ;
- la persistance des trames primaires se superposant aux franges de moiré.

L'image étant enregistrée sur un magnétoscope sous la forme d'un signal violet, il est possible de modifier l'image ainsi stockée en modifiant la forme du signal électrique. Ceci demande la réalisation d'un système électronique qui améliore la contraste et élimine en partie les franges primaires. La description en est donnée au paragraphe 4, ainsi qu'un résultat de traitement.

L'utilisation de ce système électronique peut se faire de plusieurs manières :

- à l'enregistrement : le signal vidéo issu de la caméra passe à travers le filtre passe-bande qui le transforme puis l'envoie sur le magnétoscope qui le met en mémoire à travers la chaîne de traitement,

CAMERA - FILTRE - MAGNETOSCOPE

- pendant la visualisation de l'image : le filtre n'étant pas intervenu lors de l'enregistrement, il est mis en série entre le magnétoscope et le moniteur. On a ainsi la possibilité de faire varier le niveau de filtrage pendant la visualisation (photographies fig 9) - soit :

MAGNETOSCOPE - FILTRE - MONITEUR TV ;

On peut filtrer deux fois le signal video en appliquant le filtre pendant l'enregistrement et la visualisation.

CAMERA - FILTRE - MAGNETOSCOPE - FILTRE - MONITEUR.

Une remarque est toutefois nécessaire : le signal video traité plus de deux fois donne une image difficilement exploitable, les gris disparaissant complètement.

2.c. Ajustement du plan de référence.

Le plan de référence du système de projection doit être confondu avec le plan de la surface plane non déformée afin d'obtenir des courbes de niveaux parallèles à cette surface initiale. On ajuste la géométrie de l'ensemble des éléments, principalement celle des projecteurs, de manière à éliminer toute frange de moiré sur la surface non déformée. Les centres de projection doivent ainsi être équidistants de l'axe de visée et les franges primaires avoir la même direction pour les deux systèmes. Le "réglage" de l'ensemble étant réalisé, on ne voit sur la surface initiale qu'un seul réseau de franges.

2.d. Mesure expérimentale des niveaux d'amplitudes.

Plusieurs enregistrements de déformations ont été effectués pour l'étude du comportement des matériaux superplastiques. La méthode ainsi appliquée au contrôle s'avère satisfaisante. Un exemple est ainsi donné dans le cas de déformation à froid avec un pompage manuel du système de compression. Le niveau maximal obtenu est d'ordre $m = 7$.

Paramètres de l'expérience :

$f = 100 \text{ mm}$: focale des projecteurs,

$N = 1,8$: ouverture,

$a = 250 \text{ mm}$: distance axe-centre de projection,

$D = 76 \text{ mm}$: diamètre de la pièce,

$N = 46$: nombre de franges compté sur la pièce,

$P_o = 0.16 \text{ (6 traits/mm)}$: pas de trames projetées.

Un calcul simple de conjugaison optique et de trigonométrie donne :

$p = 1,65$: pas des franges primaires,

$G \simeq 10$: grandissement du système de projection,

$\alpha = 11,9^\circ$: angle entre la direction de projection et la direction d'enregistrement,

$Z_0 = 1183,89 \text{ mm}$: distance du plan de référence.

Les équations (1) et (4) permettent de calculer les amplitudes de chacun des niveaux Z_m . Un tableau de valeurs numériques est ainsi réalisé où H_m désigne l'amplitude réelle du niveau d'ordre m par rapport au plan de référence, donc de la surface non déformée. H_m est l'amplitude de la déformation.

(	:	:	:	:	:	:	:	)								
(	m	:	1	:	2	:	3	:	4	:	5	:	6	:	7	)
(	-----	:	-----	:	-----	:	-----	:	-----	:	-----	:	-----	:	-----	)
(	:	:	:	:	:	:	:	:	:	:	:	:	:	:	:	)
(	Z_m	:	1179,99	:	1176,12	:	1172,28	:	1168,46	:	1164,67	:	1160,90	:	1157,15	)
(	-----	:	-----	:	-----	:	-----	:	-----	:	-----	:	-----	:	-----	)
(	ΔZ_m	:	3,89	:	3,86	:	3,83	:	3,80	:	3,77	:	3,75	:	3,73	)
(	-----	:	-----	:	-----	:	-----	:	-----	:	-----	:	-----	:	-----	)
(	H_m	:	3,89	:	7,76	:	11,59	:	15,39	:	19,16	:	22,91	:	26,65	)
(	-----	:	-----	:	-----	:	-----	:	-----	:	-----	:	-----	:	-----	)
(	:	:	:	:	:	:	:	:	:	:	:	:	:	:	:	)

L'amplitude maximale de la déformation est $H_m = 7 = 26,65 \text{ mm}$

La vérification expérimentale par la mesure au pied à coulisse indique une hauteur de la pièce $H = 25,42 \text{ mm}$, l'erreur moyenne sur la mesure est de 4,6 %.

La pièce à étudier est de forme circulaire (disque). Elle se déforme sous l'augmentation de la pression du bain grâce aux propriétés élastiques du matériau. Les franges de moiré observées sont des anneaux plus ou moins concentriques, cette observation permet de connaître la symétrie de la déformation. Ces franges (ou anneaux) naissent au centre de la pièce (lieu de résistance minimale du disque) et s'écartent vers le pourtour (lieu de déformation nulle) à mesure que cette surface se soulève.

Pour les pièces en alliage d'aluminium (A5) le niveau maximal atteint est $H_m = 4 = 15, \text{ mm}$, la rupture du matériau survenant subitement après.

3 - PERFORMANCE ET LIMITES DE LA METHODE.

Toute technique de mesure et/ou de contrôle quantitatif est limitée à un domaine plus ou moins large. La limite inférieure de mesure constitue la sensibilité de cette technique de même que la limite supérieure fixe la gamme de mesure.

3.a. Sensibilité de la méthode :

Dans l'application précédente, l'écart moyen ΔZ entre deux niveaux consécutifs est de 3,50 mm.

La première frange ($m = 1$) n'est obtenue que lorsque la déformation maximale atteint une amplitude $\Delta Z_1 = 3,81 \text{ mm}$ (écart d'amplitude entre le niveau ($m = 1$) et le niveau ($m = 0$) qui est le niveau initial). Ainsi, le premier niveau de franges de moiré constitue la sensibilité relative aux paramètres du montage effectué. L'accroissement de cette sensibilité passe par la réduction de la différence de niveau ΔZ entre deux plans successifs. Les facteurs qui interviennent dans la définition de ΔZ à partir de l'équation (4) sont a , Z_0 et p pour ($m = 1$). Ces derniers sont intimement liés entre eux.

Les limites physiques qui interviennent dans la réduction de ΔZ peuvent se répertorier de la manière suivante :

1) Résolution de la photocathode de la caméra :

La fréquence de coupure de la photocathode d'une caméra fixe la fréquence de coupure dans le transfert des fréquences optiques au niveau de l'image. La nécessité de cadrer l'ensemble de la surface à étudier sur l'écran du moniteur T.V., donc sur la photocathode de la caméra de prise de vue fixe le grandissement γ correspondant. Connaissant la fréquence de coupure de la photocathode, il est possible de remonter pour chaque grandissement γ au pas des franges limite p_{min} transmissible par ce système.

Cette photocathode étant de forme rectangulaire de dimension 9,6 mm x 12,8 mm et de fréquences limites

$$N_{\text{horizontale}} = 23 \text{ mm}^{-1} \qquad N_{\text{verticale}} = 20 \text{ mm}^{-1}$$

Pour éviter les effets de bord de l'écran cathodique, on limite la surface utile de la photocathode à un carré de 8 mm x 8 mm.

L'image d'une pièce de diamètre D aura pour diamètre correspondant $D' = 8 \text{ mm}$. On déduit le grandissement γ

$$\gamma = \frac{D'}{D} = \frac{8}{D} \quad (5)$$

Les franges primaires de pas p sur la surface auront pour image une trame de pas $p' = p = 8\left(\frac{p}{D}\right)$. (6)

Si on calcule dans le cas de l'application précédente, le pas p_{min} exploitable en prenant :

$$p'_{min} = \frac{1}{N_{\text{verticale}}} = \frac{1}{20}$$

(les trames sont disposées verticalement sur l'écran). On obtient à partir de (6) avec un diamètre $D \approx 80 \text{ mm}$:

$$p_{min} = \frac{p'_{min}}{\gamma} = p' \left(\frac{-}{8}\right) = \frac{1}{20} \times \left(\frac{80}{8}\right) = 0,5 \text{ mm}$$

$$p_{min} = 0,5 \text{ mm}$$

La limite de résolution spatiale de la photocathode de la caméra de prise de vue ne constitue pas l'obstacle majeur dans la réduction du niveau de sensibilité. En effet, les franges de moiré ont une fréquence nettement inférieure à la fréquence des franges primaires. On peut utiliser ce critère comme moyen de filtrage au niveau de l'image enregistrée.

ii) Diffraction des réseaux de projection :

Les réseaux de pas p_0 projetés sur la surface à étudier donnent chacun une trame de pas p . Le grandissement G du système de projection en découle directement : $G = \frac{p}{p_0}$

Dans le montage expérimental effectué, le grandissement utilisé est $G \sim 10$ pour la projection de réseaux de pas $p_0 = 0,16 \text{ mm}$ (≈ 6 traits/mm). Les sources de projection étant des lampes de lumière blanche du commerce, il en résulte un phénomène de diffraction dès que l'on dépasse la fréquence $N_0 = 10$ traits/mm ; ce qui affecte considérablement la visibilité des franges de moiré correspondantes. Le problème a été partiellement résolu en interposant dans les projecteurs des filtres à large bande spectrale.

La réduction du pas des franges primaires a pour conséquence la baisse de visibilité des franges de moiré ; il en résulte ainsi un signal vidéo inexploitable malgré le traitement électronique.

iii) Calcul numérique du niveau de sensibilité :

$$\text{Reprenons l'équation (4) : } \Delta Z_{(m=1)} = \frac{2a Z_0 p}{(2a + p)^2}$$

La sensibilité de détection du montage expérimental pour p_{min} défini égal à 0,5 mm sera :

$$\Delta Z_{min} = \frac{2 \times 250 \times 1 \times 100 \times 0,5}{[(2 \times 250) + 0,5]^2} = 1,09 \text{ mm}$$

Il est possible de réduire le niveau de sensibilité en réduisant d'abord p , puis en ajustant la géométrie du dispositif de projection. Les paramètres a et Z_0 de l'équation (4) sont liés par la relation

$$a = Z_0 \operatorname{tg} \alpha \quad (\text{figure 2})$$

Comme on projette dans ce cas des réseaux à pas constant, la limite d'inclinaison intervient en introduisant $\alpha_{max} \sim 2\theta^\circ$

$$\text{Pour } Z_0 = 500 \text{ mm} \quad \text{on aura } a = 500 \operatorname{tg} 20^\circ = 180 \text{ mm}$$

La valeur de ΔZ pour $p_{min} = 0,5 \text{ mm}$ sera :

$$\Delta Z = \frac{360 \times 500 \times 0,5}{(360,5)^2} = 0,69 \text{ mm}$$

La recherche de la sensibilité de cette technique consiste à réaliser des trames de projection à pas variable qui permettent de dépasser la limite d'inclinaison [4].

3.c. Amplitude maximale détectable :

Dans cette technique, deux systèmes optiques fonctionnent simultanément. Ce sont :

- un couple de projecteurs,
- un système optique de prise de vue.

Chacun d'eux est caractérisé par son ouverture propre. Dans le calcul de l'amplitude maximale de déformation détectable qui sera abordé par l'intermédiaire de cette notion d'ouverture, seul le système optique de projection est pris en considération. La netteté des franges de moiré dans le domaine de déformation est tributaire de la netteté des franges primaires projetées, donc de la profondeur de champ de l'optique de projection. La définition classique de la profondeur de champ S d'un système optique est donnée par la relation :

$$S = \frac{2\epsilon n L^2}{f} \quad (7)$$

où n désigne le nombre d'ouverture,

L désigne la distance du plan de mise au point à la pupille d'entrer ;

f désigne la focale ;

ϵ désigne la résolution du système ; on prendra $\epsilon \sim \frac{1}{1\ 000}$

En introduisant les paramètres d'expérience :

$$L \sim 1\ 500\ \text{mm}$$

$$f = 100\ \text{mm}$$

$$n = 1,8 \quad 2 \times \frac{1}{1\ 000} \times 1,8 \times (1\ 500)^2$$

$$\text{On obtient pour } S = \frac{2 \times \frac{1}{1\ 000} \times 1,8 \times (1\ 500)^2}{100} = 81\ \text{mm}$$

Les franges projetées seront alors nettes sur une profondeur de 81 mm, ce qui permettra d'observer des franges de moiré nettes sur cette

amplitude de déformation. La profondeur de champ de l'optique de projection fixe donc l'amplitude maximale de déformation détectable.

4 - TRAITEMENT DU SIGNAL VIDEO

4.a. Description du signal video-ligne :

Si l'on observe une ligne au voisinage du centre de l'image au moyen d'un oscilloscope cathodique déclenché par le top synchro de cette ligne, le signal électrique correspondant se présente sous une forme schématisée sur la figure 6.

L'information contenue dans ce signal comporte :

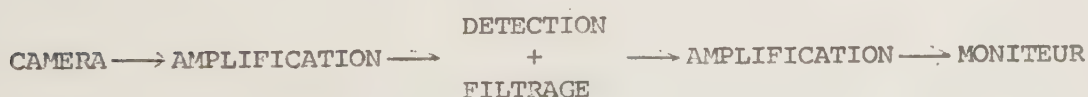
- la trame de fond : ce signal de faible amplitude et périodique a une fréquence en rapport avec le nombre de traits contenus dans la trame projetée.

- les franges de moiré : elles correspondent dans le signal aux "ventres" d'amplitude.

4.b. Traitement électronique :

Le but du traitement électronique est d'accentuer le contraste de l'image afin d'accroître le rapport signal sur bruit des franges de moiré. Il faut pour cela amplifier le signal video initial, puis détecter l'enveloppe de ce signal qui contient l'information relative aux franges de moiré. Un filtrage permet d'atténuer le signal trame alors qu'une amplification du signal détecté, puis filtré, accentue le niveau de blanc et par conséquent améliore le contraste.

Le schéma synoptique de l'opération est reproduit sur la figure 7. Il est résumé ci-dessous :



4.c. Réalisation pratique :

Le niveau moyen du signal video n'est pas constant entre deux top-synchro-ligne (variation de luminosité sur l'objet par suite de la déformation).

Il faut, pour ne faire apparaître que les ventres d'amplitude, amplifier le signal par rapport à une référence qui sera le niveau moyen d'une ligne, abstraction faite des franges secondaires. Le premier étage de la chaîne (fig 8) est constitué par un amplificateur différentiel dont l'entrée (+) reçoit le signal de référence (signal video intégré) pendant que le signal initial va vers l'entrée inverseuse. La constante de temps permet de restituer l'enveloppe.

Le dernier étage amplificateur travaille à saturation. Le signal de sortie ne comporte ainsi que deux niveaux (blanc ou noir sur l'écran), donnant un contraste maximal.

Le traitement du signal, détection + filtrage, entraîne la dégradation des top-synchro-ligne et image. On les restitue à l'aide d'un amplificateur opérationnel qui constitue le dernier étage de ce montage.

4.d. Exemple de traitement :

On donne (photographies de la figure 10) un résultat de traitement du signal video. Le système de filtrage est disposé entre le magnétoscope et le moniteur T.V. de manière à faire varier le niveau de détection.

On donne sur la figure (10a) l'image directe, non filtrée ; le contraste est assez médiocre. On connecte le système électronique puis on fait varier le niveau de détection, les figures 10b à 10f illustrant cette amélioration progressive du contraste. Sur la dernière photographie, qui correspond au niveau maximal, on remarque la disparition de la trame : il ne subsiste que les franges de moiré.

CONCLUSION

Les caractéristiques fondamentales de cette méthode de topographie-moiré appliquée au contrôle de forme de structures évolutives peuvent se résumer en trois points :

- c'est une technique *non perturbatrice* du processus dynamique inspecté ; en effet, il n'y a pas de contact entre la "sonde" de mesure et la structure ;

- c'est une technique qui fonctionne *en temps réel* ; elle rend compte de l'état immédiat du matériau et permet la mise en mémoire de l'information correspondante ;

- cette technique peut être intégrée dans une *chaîne automatique* de contrôle de forme, dont le rôle serait l'acquisition de l'information-image et le transfert du signal video dans une unité de calcul.

Dans ce cas particulier d'application de la méthode pour l'étude de surfaces de révolution, on peut envisager deux types d'exploitation du signal video :

- solution analogique : la réalisation d'une mire de référence additionnée au signal objet permettra d'effectuer des mesures relatives discrètes des étapes de déformation par rapport à ce signal de référence introduit ;

- traitement numérique : le signal video de sortie étant réduit à deux niveaux (0 et 1), il pourrait être exploité sous forme digitale. La déduction du comportement relatif à chaque type de matériau permettrait un asservissement du système hydraulique de compression.

CONCLUSION GENERALE

D'un point de vue théorique, cette étude s'appuie sur les propriétés de corrélation et d'homothétie qui existent entre deux speckles obtenus avec deux longueurs d'onde voisines. D'un point de vue expérimental, deux étapes sont à distinguer : dans les deux premiers chapitres sont développées les différentes techniques de contrôle de forme tandis que les chapitres III et IV ont été consacrés à l'étude de méthodes d'exploitation et de récepteurs capables d'effectuer des mesures en un temps relativement court allant de quelques secondes pour le système thermoplastique à quelques millisecondes pour le corrélateur hybride.

La vérification expérimentale du rapport d'homothétie dans le cas d'une surface diffusante opaque a permis de mettre au point, au cours du chapitre I, une méthode simple de détection et de mesure de la pente d'une surface par rapport à un plan de référence. La réduction de la zone éclairée obtenue en diaphragmant le faisceau parallèle permet de déterminer les pentes locales d'une surface non plane, ceci par l'introduction d'un mouvement de translation transverse discontinu. Les exemples d'applications effectuées tel que le contrôle de planéité d'une plaque métallique ou la mesure du rayon de courbure d'une surface cylindrique confirment la validité de la technique utilisée. La gamme de mesure permise par le dispositif expérimental se situe entre 5 minutes et 40 degrés environ. Notons que les valeurs ne constituent aucunement des limites absolues, mais peuvent être ajustées par un choix judicieux de l'intervalle spectral et de la distance séparant le récepteur de la surface étudiée.

Le développement des méthodes de speckle image dans le chapitre II est surtout motivé par l'avantage certain que peut apporter une visualisation de la forme globale des structures. Le critère d'exploitation quantitative propre à chacune d'elles aboutit à deux méthodes d'inspection complémentaires ; la première, appelée méthode de défocalisation locale offre une possibilité particulière de mise en évidence de la forme en lumière blanche, appréciable pour un contrôle qualitatif. La faible amplitude de défocalisation limite certes la sensibilité accessible dans le domaine de corrélation, mais elle permet aussi une visualisation des courbes isothétiques par l'intermédiaire d'une technique de filtrage déjà utilisée par G. TRIBILLON. La recherche d'une plus grande sensibilité par l'accrois-



sement de cette distance de défocalisation et de la détermination rigoureuse de l'amplitude de rotation du speckle en présence d'une pente nous a amené à mettre en oeuvre la technique de speckle topologique propre à GREGORY. Après avoir rappelé brièvement la notion de plan topologique, l'accent a été mis particulièrement sur l'analogie existant entre les méthodes. La détermination expérimentale du rapport k entre la rotation réelle d'une surface et la rotation apparente par suite du changement de longueur d'onde vérifie la linéarité de la méthode de même que son adaptation à l'inspection des formes. L'étude d'une surface-test (bi-plan orientable) a permis de mesurer des pentes avec une erreur inférieure à 10 %.

Les différents enregistrements ont été effectués sur du film holographique souple. La non rigidité du support n'a pas rendu possible la mise en oeuvre du dispositif de filtrage global, ce qui nous a fatalement obligé à procéder à une analyse spectrale point par point, retrouvant ainsi l'inconvénient de la méthode d'inspection ponctuelle.

Par ailleurs, la contribution certaine apportée par ces techniques pour l'étude non destructive des surfaces se trouve sérieusement limitée par l'aspect 'archaïque' de l'exploitation. Le principe même de la double exposition et du traitement après coup du récepteur holographique ne peut dépasser le cadre expérimental du laboratoire. Ainsi, l'étude du système thermoplastique développée au cours du chapitre III se justifie par le caractère quasi-instantané du développement qui est obtenu en régime automatique. La correspondance établie entre le speckle aérien et le relief électrophotographique produit par photoconduction constitue la condition fondamentale de l'utilisation de ce système comme récepteur de speckle. La sensibilité en fonction de la luminance (de l'ordre de 30 erg/cm^2) est particulièrement appréciable, ce qui compense d'une certaine façon la présence de la fréquence de coupure imposée par la structure granulaire du récepteur ('frost'). La sensibilité d'enregistrement du déplacement de speckle ne peut se situer en dessous de la dimension du grain qui est de $0,5 \mu\text{m}$ en moyenne.

Parallèlement à l'étude expérimentale de ce système, nous sommes intéressés à l'aspect granuleux de la couche thermoplastique et avons proposé un modèle mathématique simple qui a permis de mieux comprendre la répartition spatiale du transfert de charges électrostatiques sous l'incidence du speckle.

Le fonctionnement de ce système avec un bon dispositif de refroidissement donne une cadence de 600 mesures/heure. Cette fréquence reste assez faible cependant pour son utilisation comme récepteur dans la méthode de balayage linéaire.

ceci a amené l'étude de la chaîne optoélectronique qui est développée au chapitre IV. Elle répond théoriquement aux conditions d'application et d'exploitation en temps réel recherchées dans le domaine industriel. Après avoir vérifié les capacités de transmission de speckle par le système CCD, nous avons porté notre intérêt à l'évolution du signal analogique dans le cas de speckle multi-longueurs d'onde : ainsi, la propriété de corrélation est transmise aux signaux électriques correspondants pour des intervalles spectraux inférieurs à $30 \text{ \AA}$ dans le cas du montage expérimental. Les possibilités offertes par le corrélateur hybride pour la corrélation de speckles homothétiques résoud un problème de taille quant à l'application au contrôle industriel. La réalisation pratique de cette chaîne de mesure devrait constituer une suite logique à ce premier travail de prospection.

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- (1) L.I. GOLDFISCHER.
Autocorellation function and power spectral density of laser
produced speckle patterns.
J.O.S.A. 1965, 55, pp 247-253
- (2) L.H. ENLOE.
Noise-like structure in the image of diffusely reflecting objects
in coherent illumination.
Bell. Syst. Tech. J. 1967, 46, pp 1479-1489
- (3) J.W. GOODMAN
Statistical properties of laser speckle patterns in laser Speckle
and Related Phenomena.
ed. by J.C. DAINTY, Springer Verlag, Berlin 1975
- (4) A. PAPOULIS
Probability, Random variables and stochastic processes.
MC. GRAW-HILL, Book. Co., New-York 1965
- (5) I.S. REED
I.R.E. Trans. Information Theory
I.T. 1962, 8, pp 194-199
- (6) M. BORN and E. WOLF
Principles of optics
Pergamon Press, 4th, ed. LONDON 1970
- (7) G. PARRY
Some effects of surface roughness on the appearance of speckle in
polychromatic light.
Opt. Comm. 1974, 12, pp 75-78
- (8) J.A. MENDEZ et M.L. ROBLIN
Utilisation des franges d'interference en lumière diffuse pour l'étude
de l'état de surface d'un diffuseur.
Opt. Comm. 1974, 13, pp 142-147
- (9) J.A. MENDEZ et M.L. ROBLIN
Relation entre les intensités lumineuses produites par un diffuseur
dans deux plans parallèles.
Opt. Comm. 1974, 11, pp 245-250
- (10) J.F. BOBILLIER
Détermination de la corrélation spatiale et chromatique entre deux
ou plusieurs speckles.
D.E.A. BESANCON 1975
- (11) E. ARCHBOLD And A.E. ENNOS
Displacement measurement from double-exposure laser photographs.
Opt. Acta. 1972, 19, pp 253-271
- (12) A.K. AGGARWAL And P.C. GUPTA
A technique to detect sign of in-plan displacement using laser
photography.
J. of. Optics, 1977, 8, pp 267-270

- (13) P. BENOIT, E. MATHIEU, J. HORNIERE
Characterization and Control of three dimensional objects using fringe projection techniques.
J. of. Optics. 1975, 6, pp 67-86
- (14) B. DESSUS, M. BLANC
The fring method and its application for deformation of objects.
Opto-Electronics, 1973, 5, pp 396-397
- (15) B. DESSUS, J.P. GERARDIN, P. MOUSSELET.
Une méthode de franges en temps réel et ses applications industrielles.
Opt. And Quant. Electronics, 1975, 7, pp 15-45
- (16) G. TRIBILLON
Contouring by projection of multiple wavelenght speckle patterns.
J.O.S.A. 1978, 68, p 1391
- (17) H. TAKASAKI
Moiré topography
Appl. Optics 1973, 7, pp 845-850
- (18) N. ABRAMSON
Sandwich hologram interferometry : Contouring.
Appl. Optics, 1978, 15n pp 200-205
- (19) G. TRIBILLON
Speckle and holography image applied to contouring.
Conf. O.S.A., octobre 1977, TORONTO, CANADA
- (20) M.L. ROBLIN, EL DESSOUKI, M. MENU
Détermination des lignes de niveau par double photographie de speckle.
Optics. Comm. 1977, 22, pp 307-311
- (21) G. TRIBILLON et M. GARCIA GARCIA
Speckle image à deux longueurs d'onde appliqué à la mesure du rayon de courbure d'une surface cylindrique.
Optics. Comm. 1977, 20, pp 229-233
- (22) G. TRIBILLON
Two wavelenght speckle image applied to contouring.
S.P.I.E. 1977, 16, pp 286-290
- (23) A. JAIN and H. GEORGES
Speckle reduction using multiples tones of illumination.
Appl. Optics. 1973, 12, pp 1202-1212
- (24) R.P. KHETAN and F.P. CHIANG
Strain analysis by one beam laser speckle interferometry
Appl. Optics. 1976, 15, pp 2205-2215
- (25) D.A. GREGORY
Basic physical principles of speckle defocused photography : a tilt topology inspection technique.
Opt. and Laser Technology, 1976, 5, pp 201-213
- (26) D. A. GREGORY
Analysis of topological information from defocused speckle photography
Opt. and laser Technology, 1977, 1, pp 17-30

- (27) D.A. GREGORY
Topological speckle and Structures inspection in Speckle Metrology
ed. by R.K. ERF, Academic Press, New-York 1978.
- (28) H.J. TIZIANI
A study of use of Laser speckle to measure small tilts of optically rough surfaces accurately.
Optics Comm. 1972, 5, pp. 271-276.
- (29) H.J. TIZIANI
Application of speckling for in-plane vibration analysis.
Optica Acta, 1971, 18, pp. 891-902.
- (30) A.E. ENNOS
Speckle interferometry in Laser Speckle and Related Phenomena.
ed. by J.C. DAINITY, Springer Verlag, Berlin 1975.
- (31) C. WYKES, J.N. BUTTERS
Electronic speckle pattern interferometry in Speckle Metrology.
ed. by R.K. ERF, Academic Press, New-York 1978.
- (32) H.J. TIZIANI
Real-time displacement and tilt analysis by a speckle technique using BSO crystals.
Optics Comm. 1980, 3, pp. 327-331.
- (33) J.P. HERRIAU and J.P. HUIGNARD
Some polarization properties of volume holograms in BSO.
Appl. Optics, 1978, 17, pp. 1851-1852.
- (34) C.B. BURCKHARDT, R.J. COLLIER and L.H. LIN
Optical Holography, Academic Press, London 1971.
- (35) J.C. URBACH
Thermoplastic hologram recording in Holographic Recording Materials.
ed. by H.M. SMITH, Springer Verlag, Berlin 1979.
- (36) J.C. URBACH, R.W. MEIER
Thermoplastic xerography holography.
Appl. Optics, 1966, 5, pp. 666-669.
- (37) L.M. LIN
Write-read-erase in situ optical memory using thermoplastics holograms.
Appl. Optics, 1980, 9, pp. 2088-2092.
- (38) P.F. GRAY, M.C. BARNETT
On factors affecting efficiency in thermoplastic hologram recording.
Optics Comm. 1974, 12, pp. 275-278.
- (39) T. SAITO, S. OSHIMA, T. HONDA
An improved technique for holographic recording on a thermoplastic photoconductor.
Optics Comm. 1976, 16, pp. 90-95.

- (40) T. SAITO, N. SHIBATA, T. HONDA
Microscopic response in thermoplastic photoconductor media (edge effect)
J. Optics, 1978, 9, pp. 73-78.
- (41) J. MONNERET
Etude théorique et expérimentale des phénomènes observables en interférométrie holographique.
Thèse d'Etat, Besançon, 1973.
- (42) D.J. PURLL
Design considerations for two CCD-based star sensors.
Optica Acta, 1978, 25, pp. 1215-1226.
- (43) G.H. KAUFFMANN, A.E. ENNOS
An electro-optical read-out system for analysis of speckle photographs.
J. Physics. Sci. Instruments, 198, 13, pp. 579-584.
- (44) D. CASASENT
Equalizing and coherence measure correlators.
Appl. Optics, 1978, 17, pp. 3418-3423.
- (45) D. CASASENT
Review of coherent optical correlation techniques.
SPIE, vol. 177, Optical Information Storage, 1979.
- (46) E. EPERCIEUX
Etude de la déformation visco-plastique de coques minces de révolution soumises à une pression hydrostatique.
Thèse de docteur-ingénieur, Besançon, 1980.

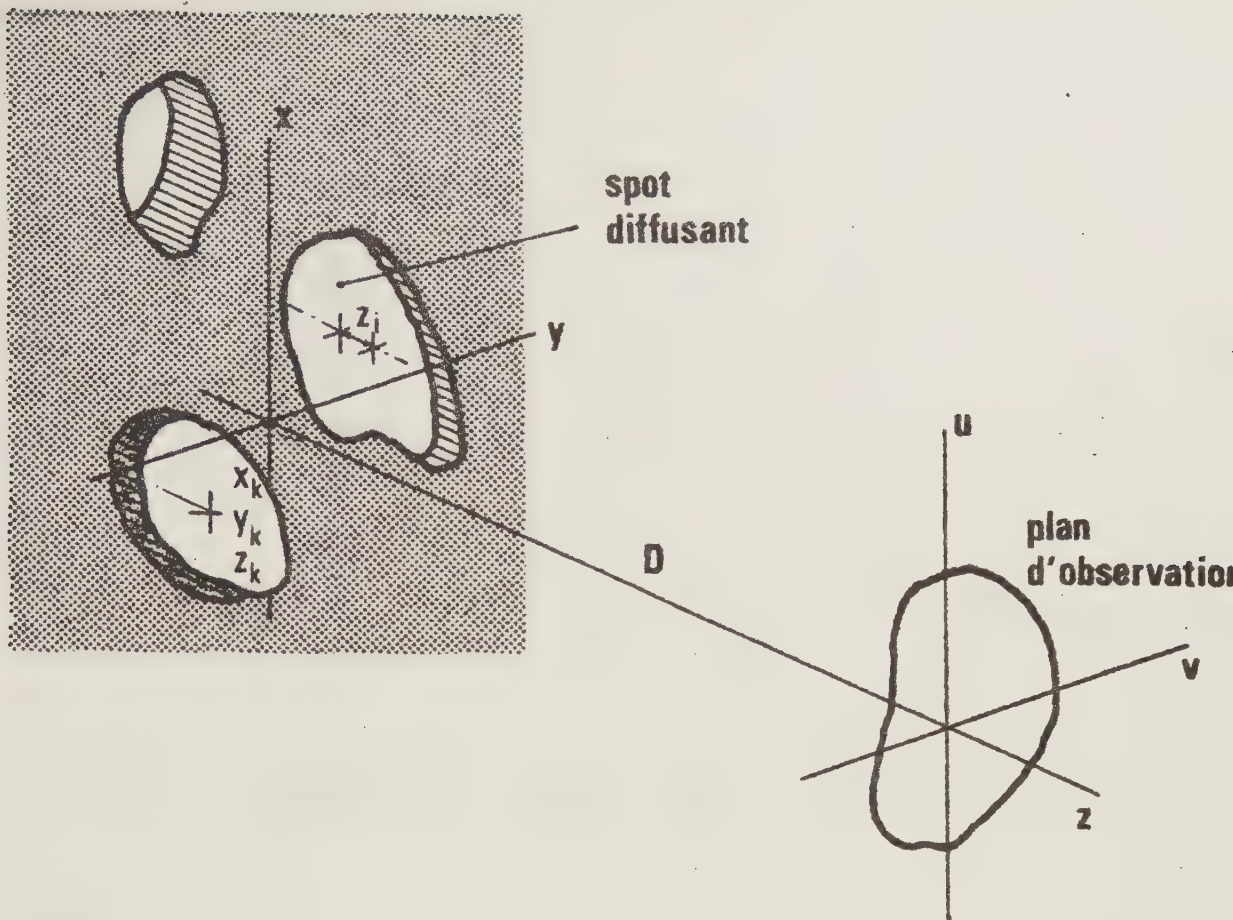


fig. I.1 : Géométrie des plans de diffusion et d'observation .

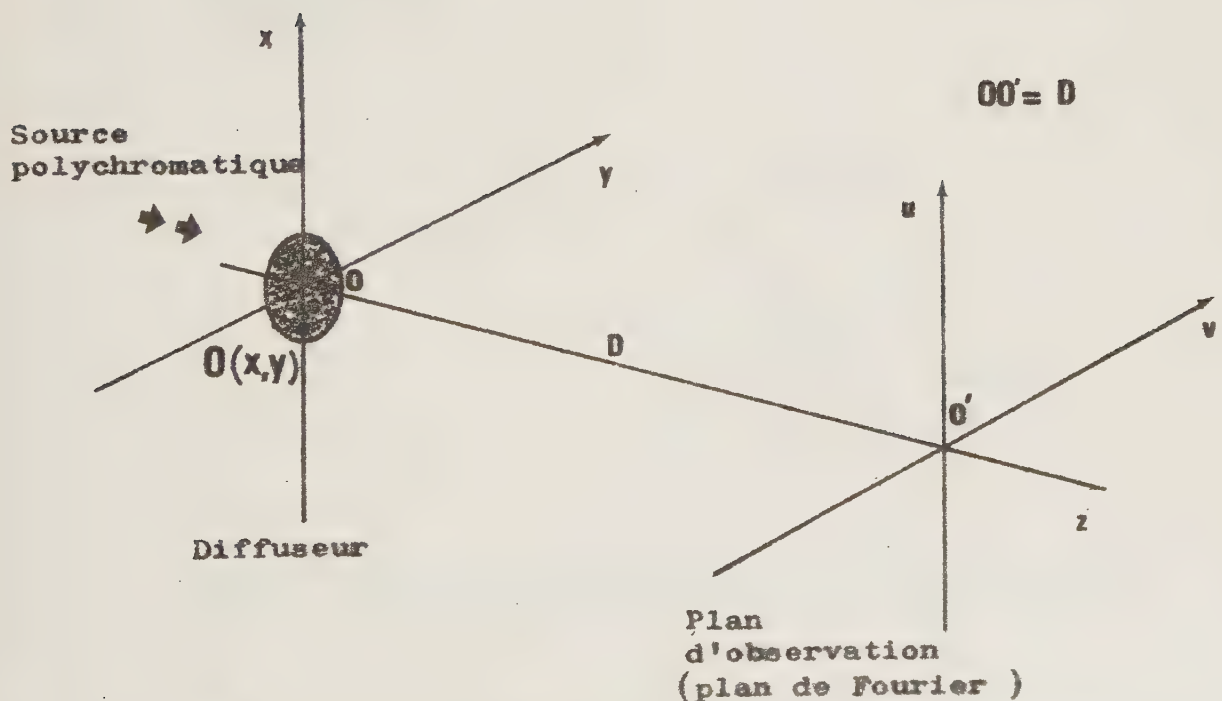


fig. I.2 : Le diffuseur est limité par une ouverture de contour circulaire $O(x,y)$; l'observation est considérée à l'infini (plan (u,v)) .

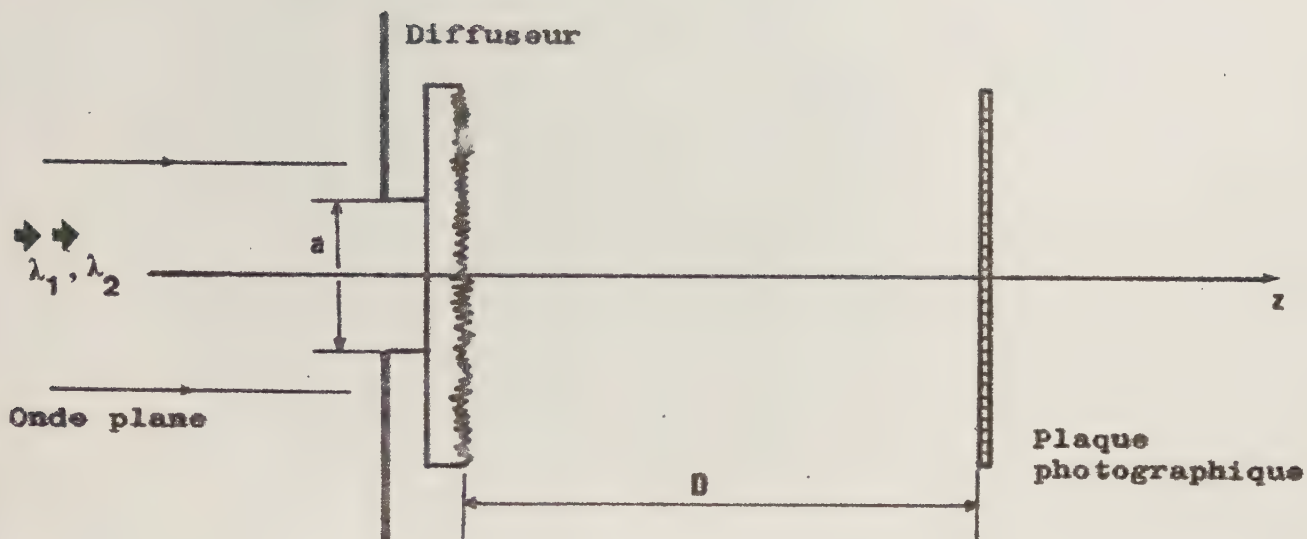


fig 1.3 : Dispositif d'enregistrement de speckle à l'infini.

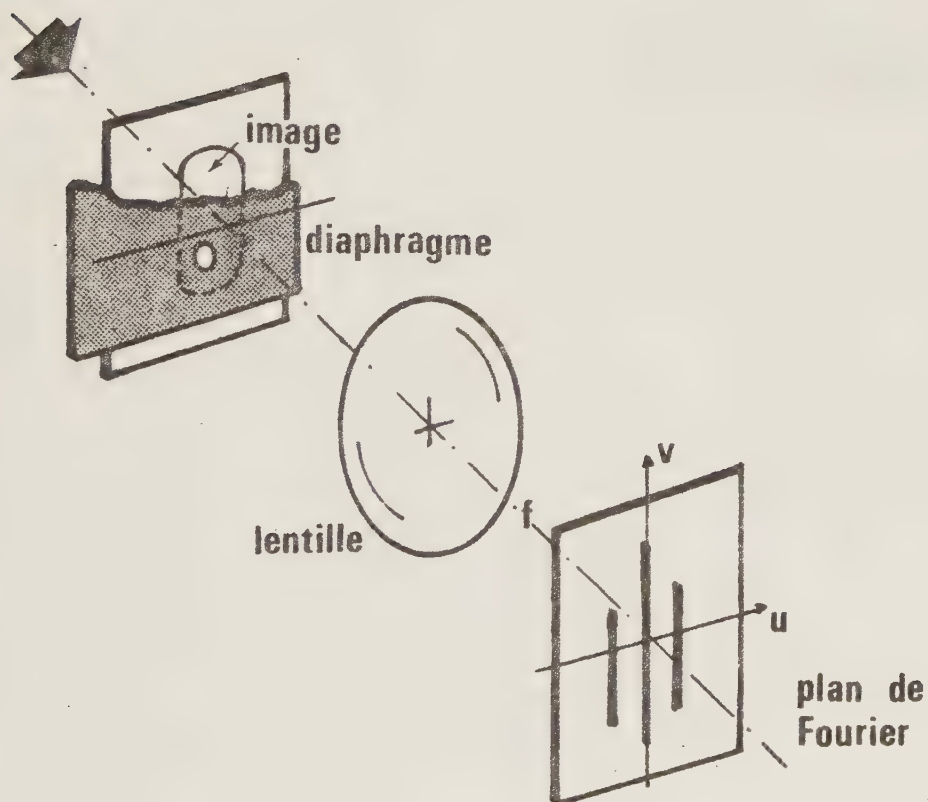
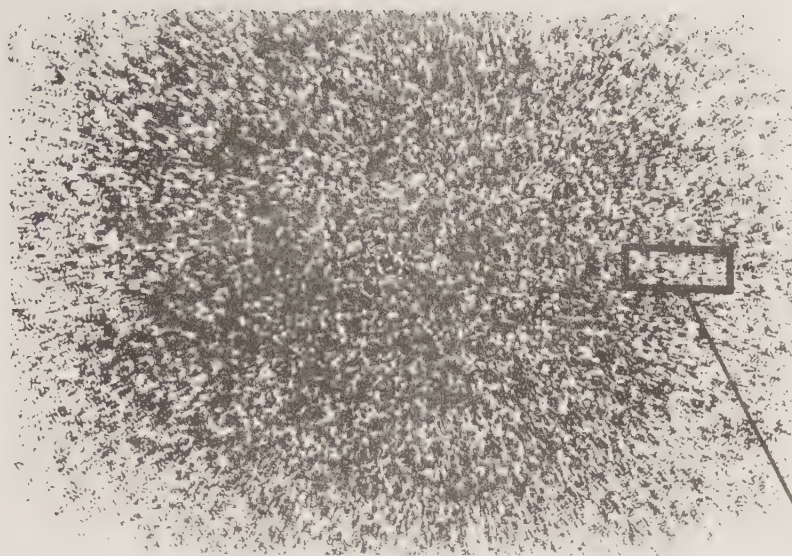


fig L4 : Dispositif d'analyse spectrale au foyer d'une lentille (diffraction à l'infini) .



Détail

Structure radiale
du speckle à deux
longueurs d'onde
($\Delta\lambda = 50 \text{ \AA}$)

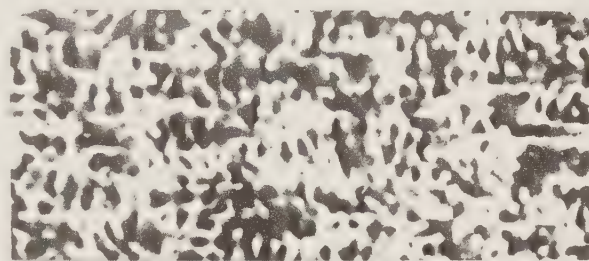


fig 1.5

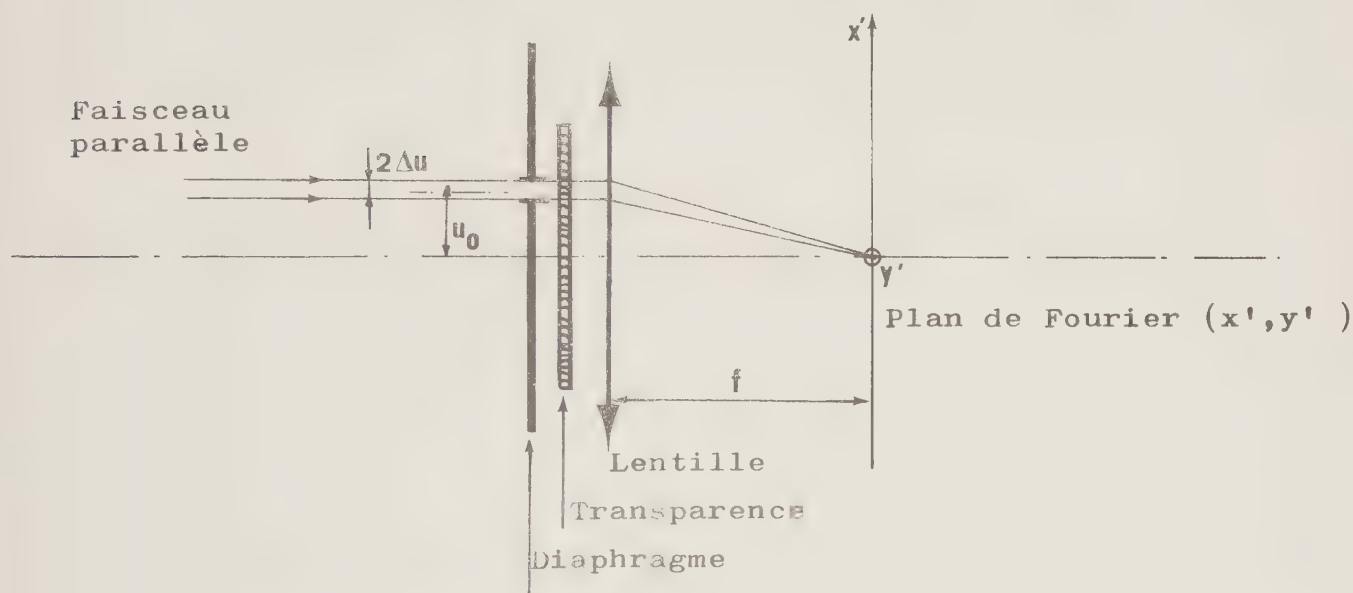


fig 1.6 : Analyse spectrale locale de la transparence
(dispositif expérimental) .

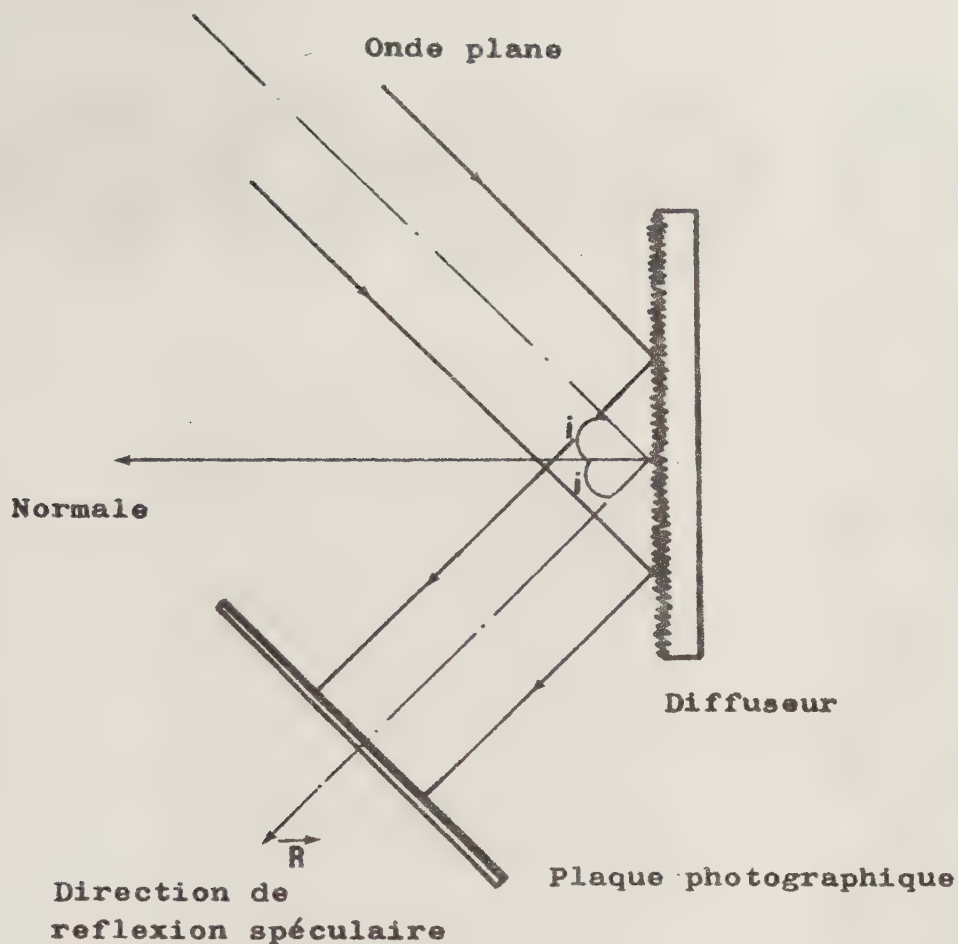


fig 1.7 : Dispositif de vérification de la relation d'homothétie autour de la direction de reflexion spéculaire .

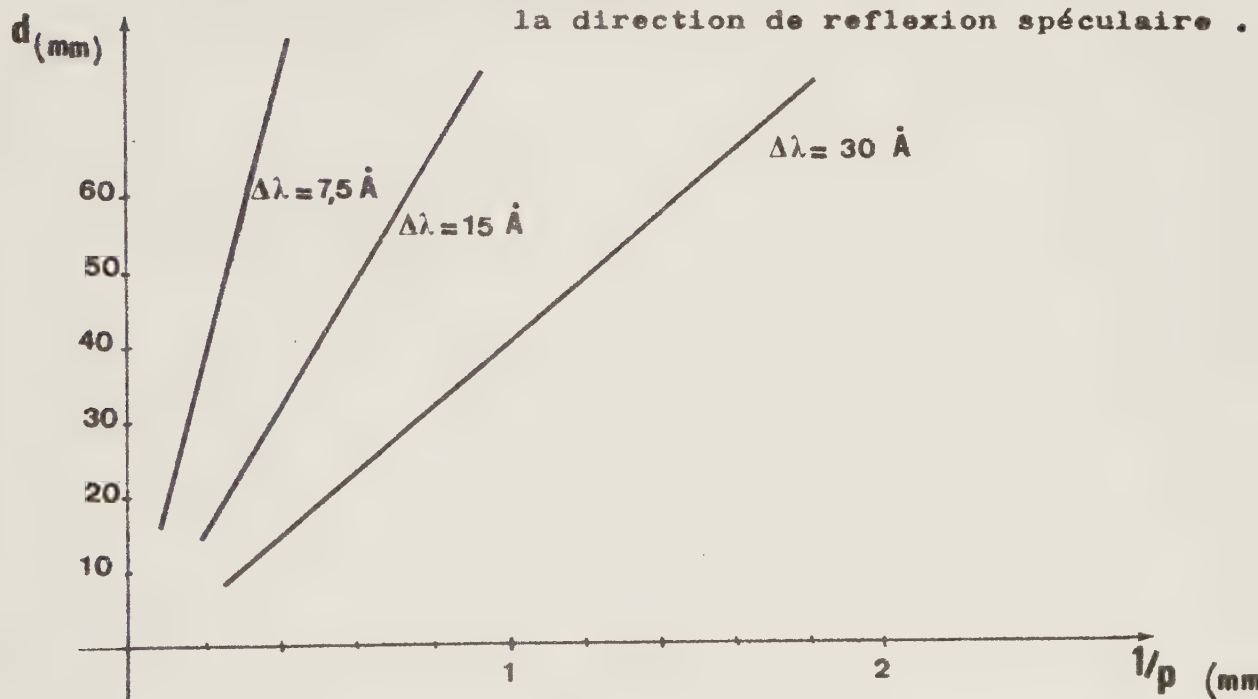
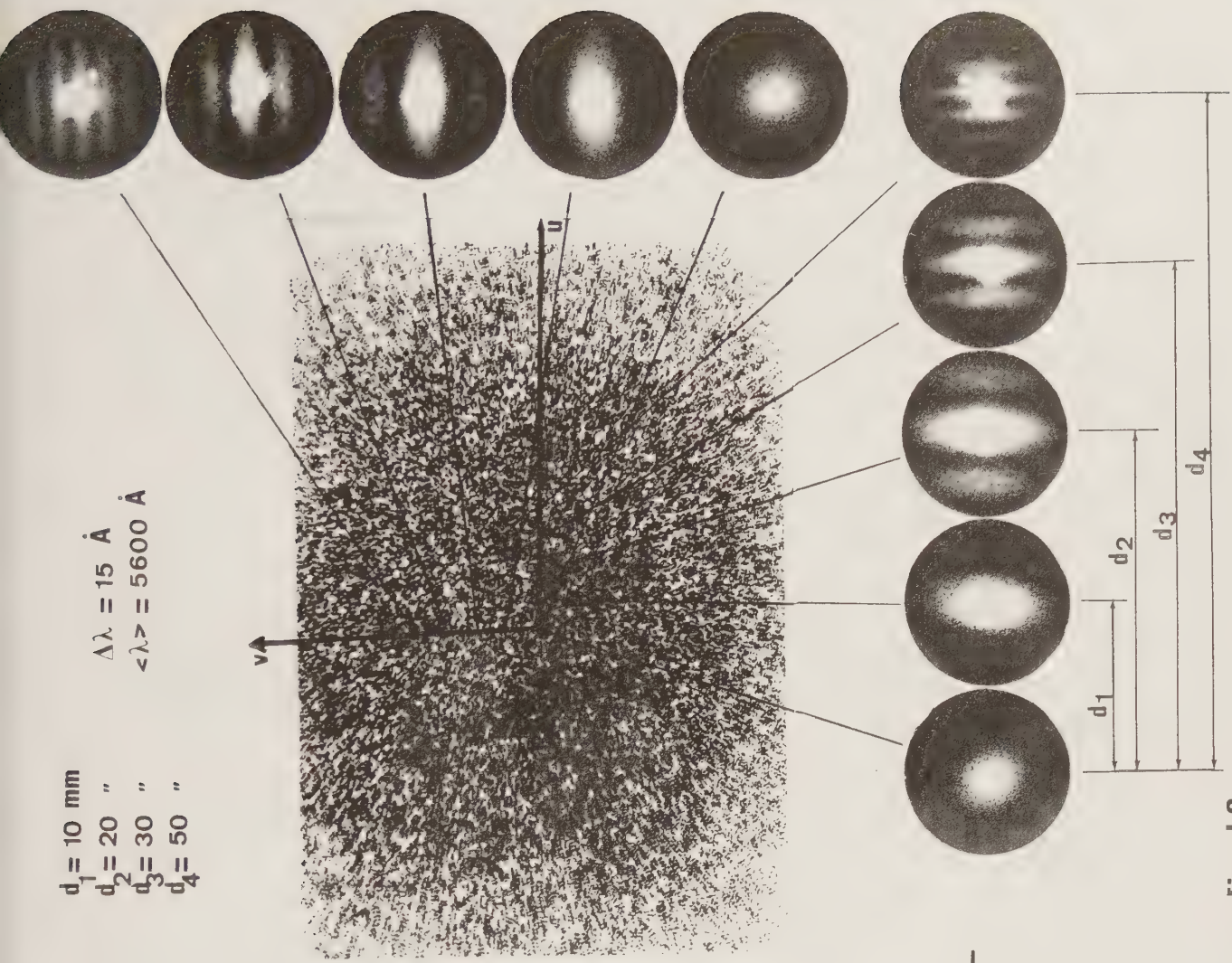


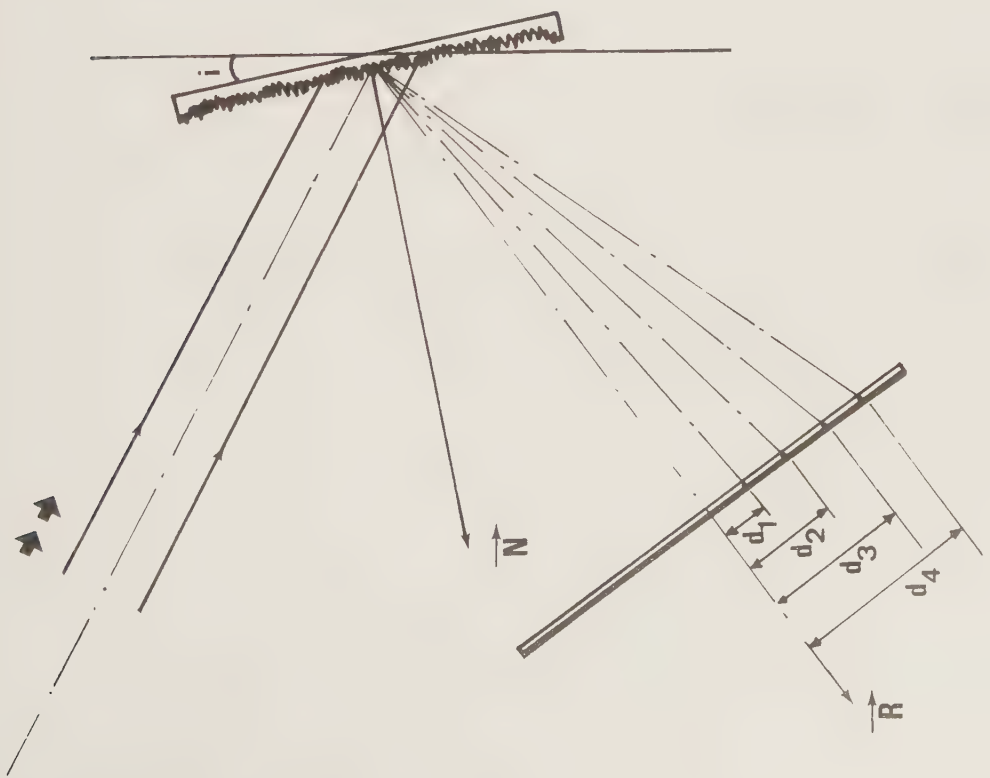
fig. 1.8 : Courbes expérimentales $d = f(1/p)$; vérification du rapport d'homothétie $(1 - \frac{\Delta\lambda}{\lambda})$ pour trois valeurs de $\Delta\lambda$

$d_1 = 10 \text{ mm}$
 $d_2 = 20 \text{ "}$
 $d_3 = 30 \text{ "}$
 $d_4 = 50 \text{ "}$

$\Delta\lambda = 15 \text{ \AA}$
 $\langle\lambda\rangle = 5600 \text{ \AA}$



-b-



-a-

fig 1.9

$$\beta = \alpha + i$$

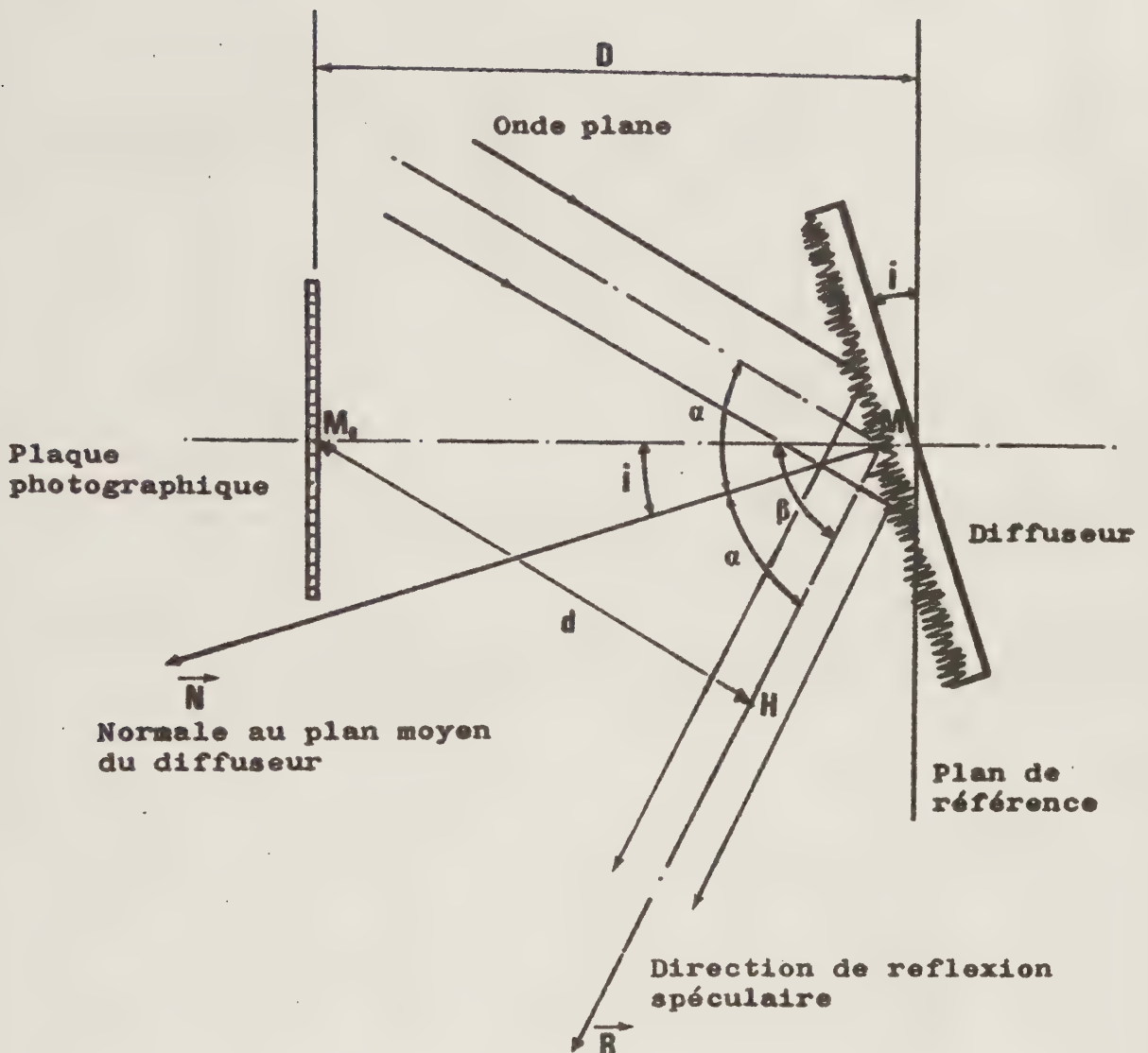


fig L 10 : Représentation géométrique dans le cas de l'incidence oblique .

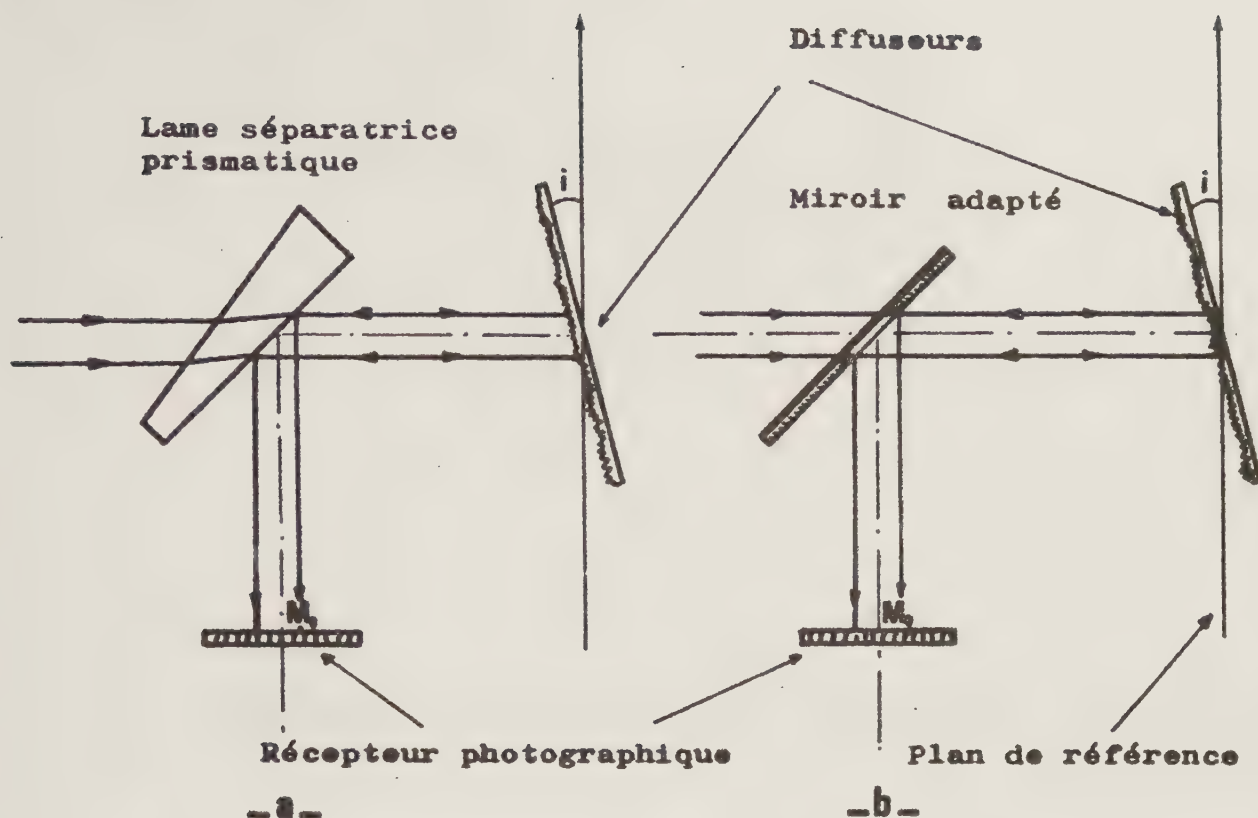


fig I. 11 : Dispositifs qui permettent une incidence normale au plan de référence de même qu'une analyse en un point de l'axe .

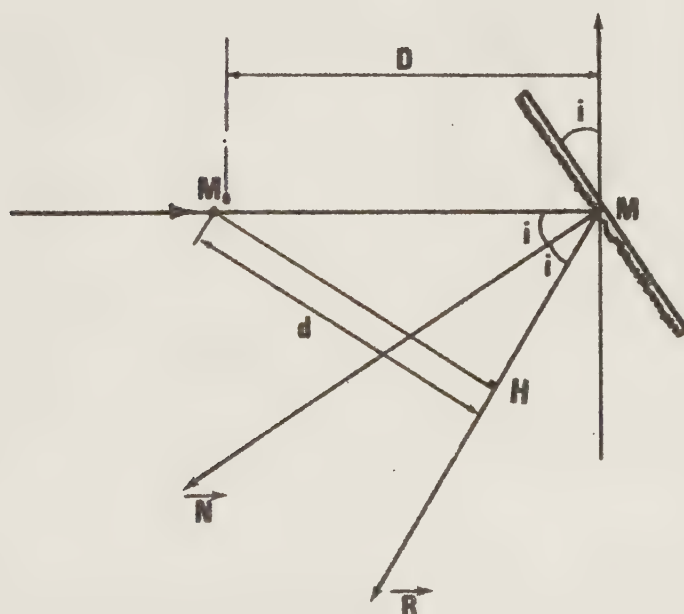


fig I.12 : Equivalent géométrique des dispositifs (a) et (b) de la figure précédente;

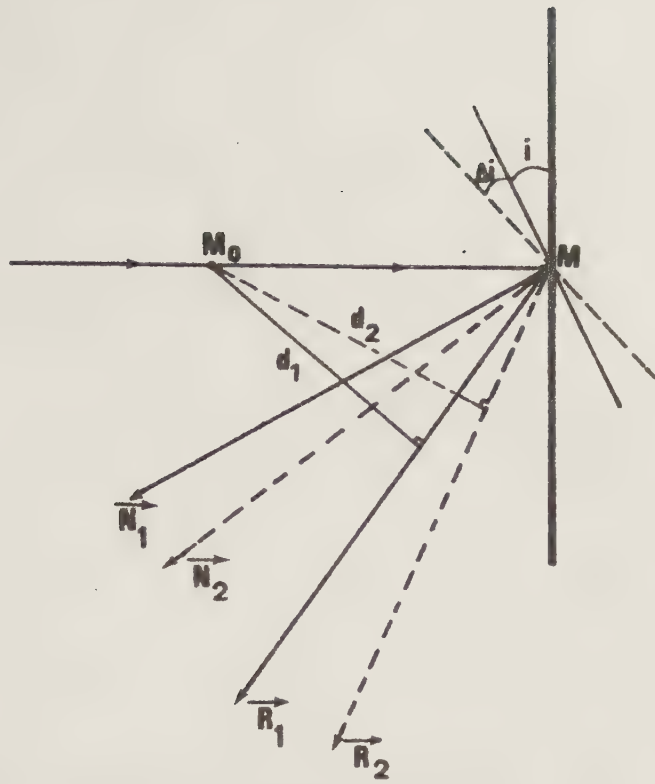


fig L13: Rotation du diffuseur d'un angle Δi ; schématisation de la marche des rayons .

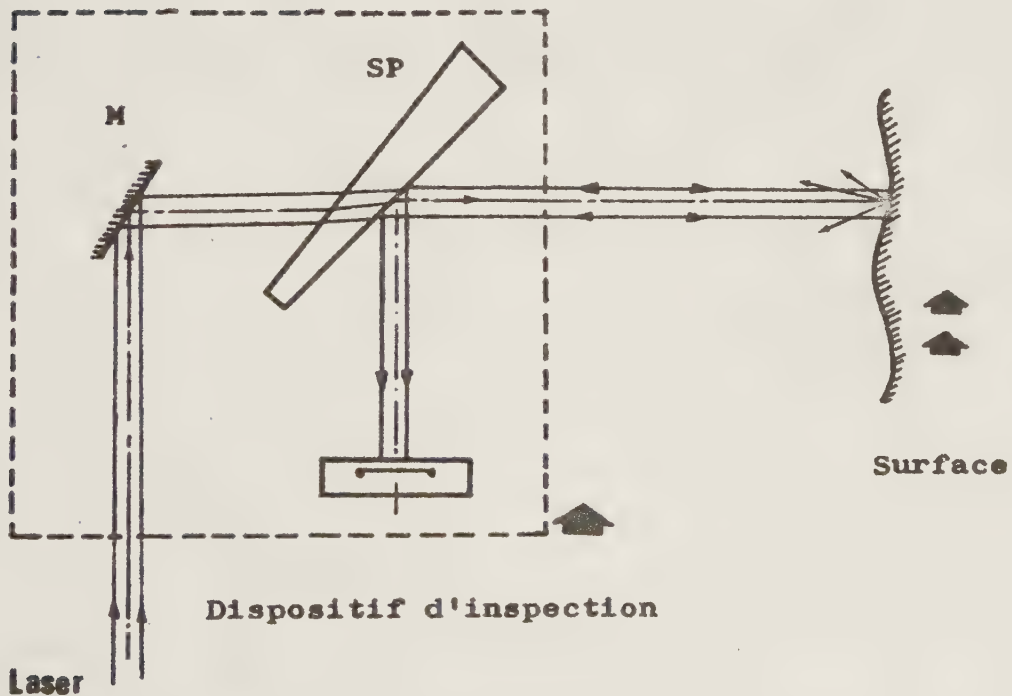


fig l. 14 : La translation de la surface ou du dispositif d'inspection permet un balayage linéaire de cette surface .

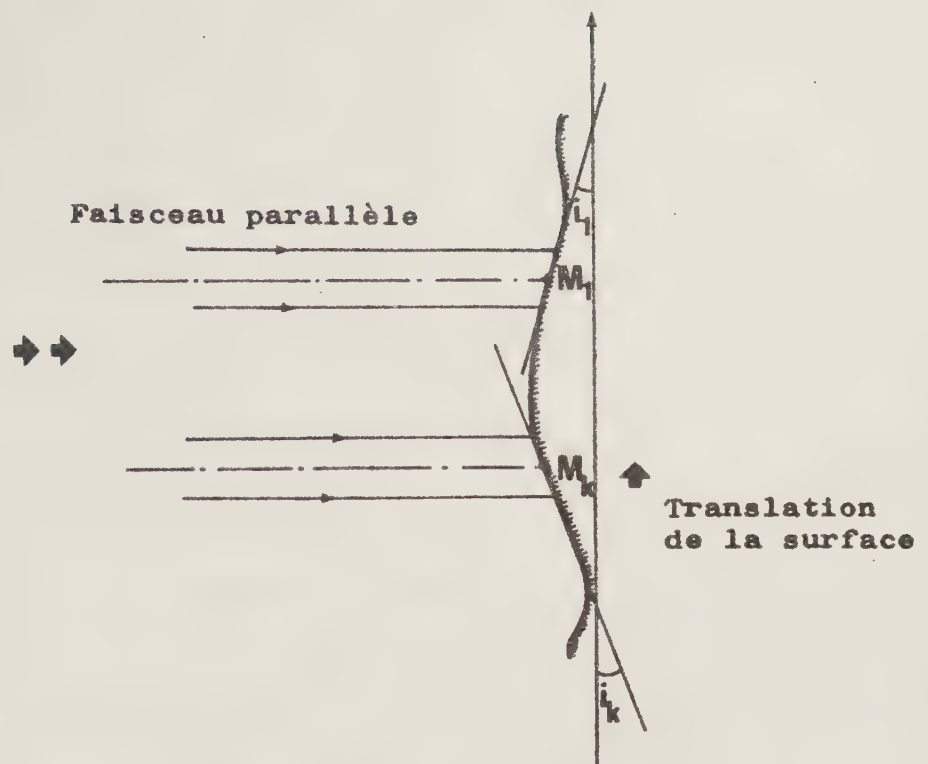


fig.1.15 : Schématisation de l'éclairement de la surface par un faisceau parallèle de petite section .

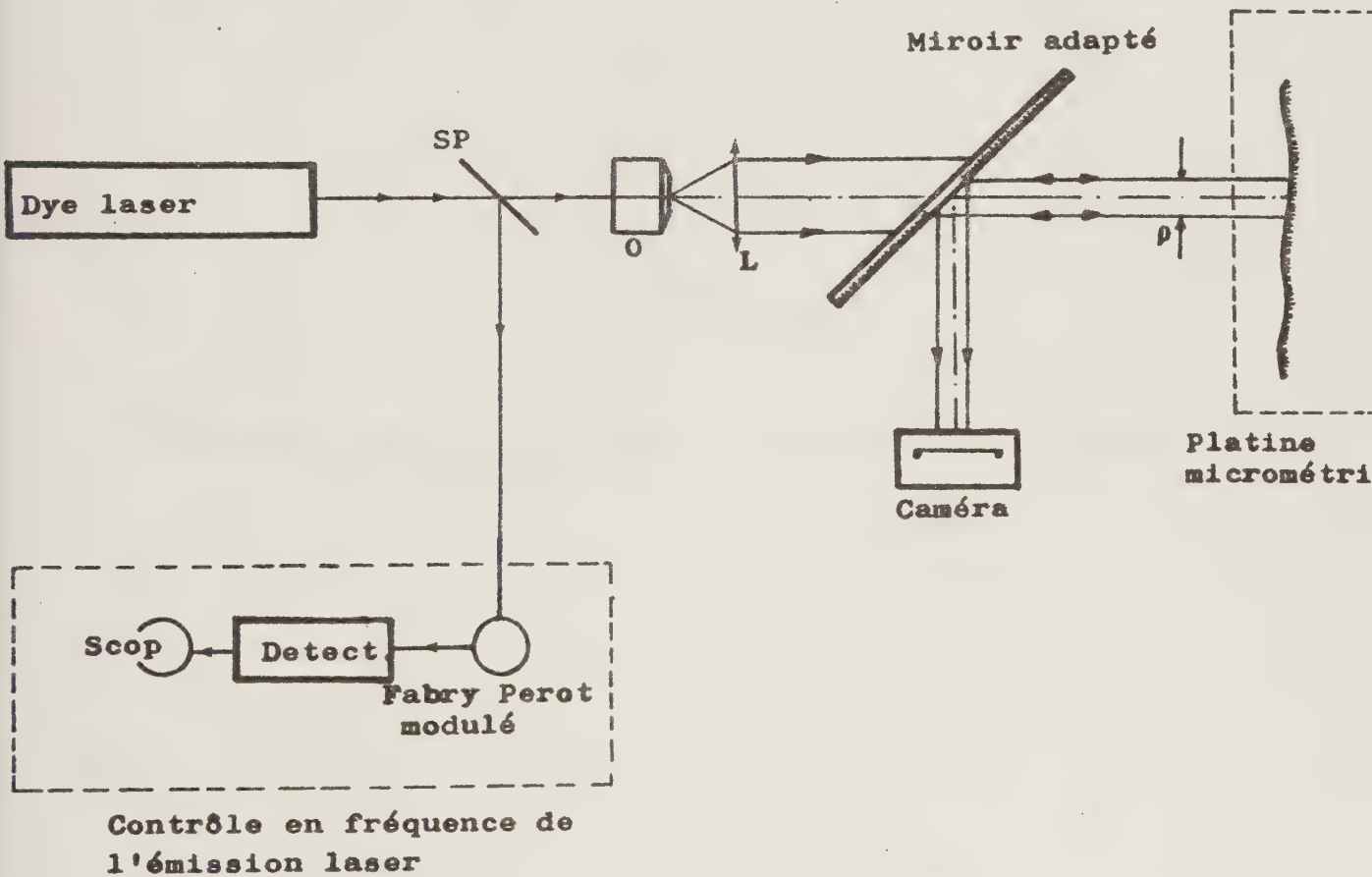


fig 1.16 : Schéma de principe du dispositif expérimental de contrôle de forme de surfaces diffusantes et du contrôle en fréquence de l'émission .

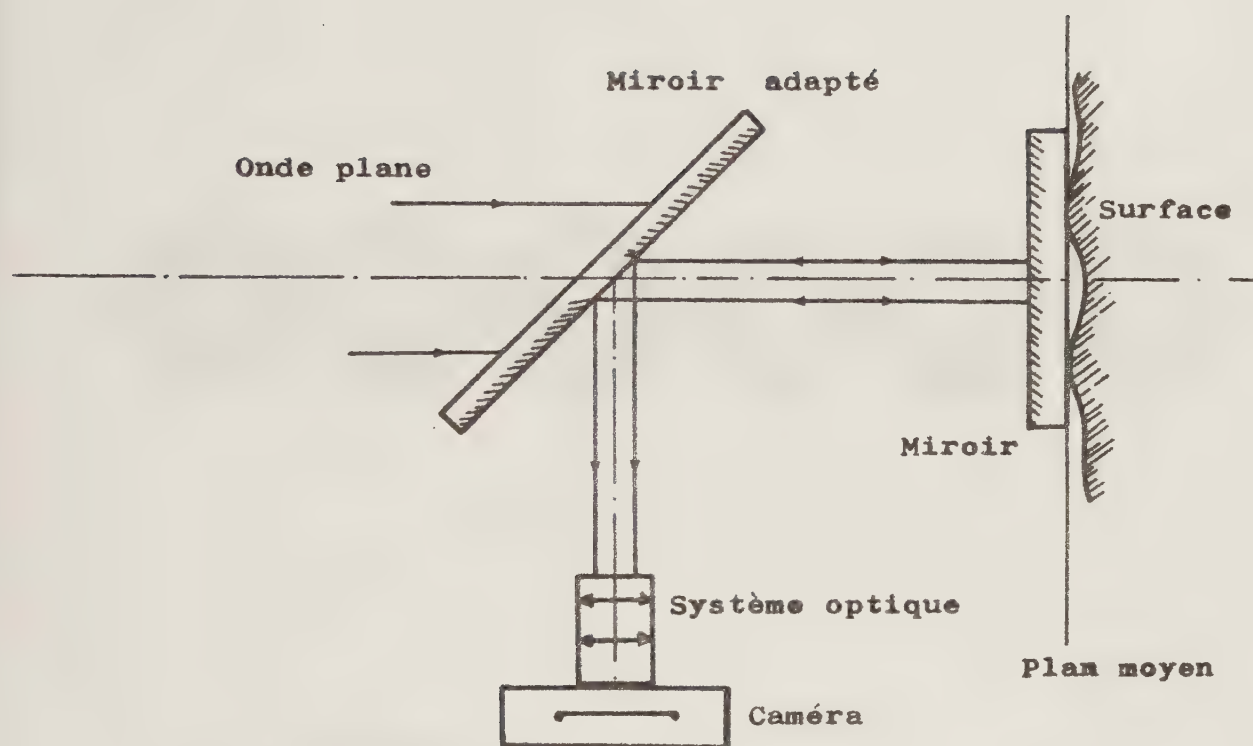


fig L17: Schéma de principe du dispositif de réglage du plan moyen .

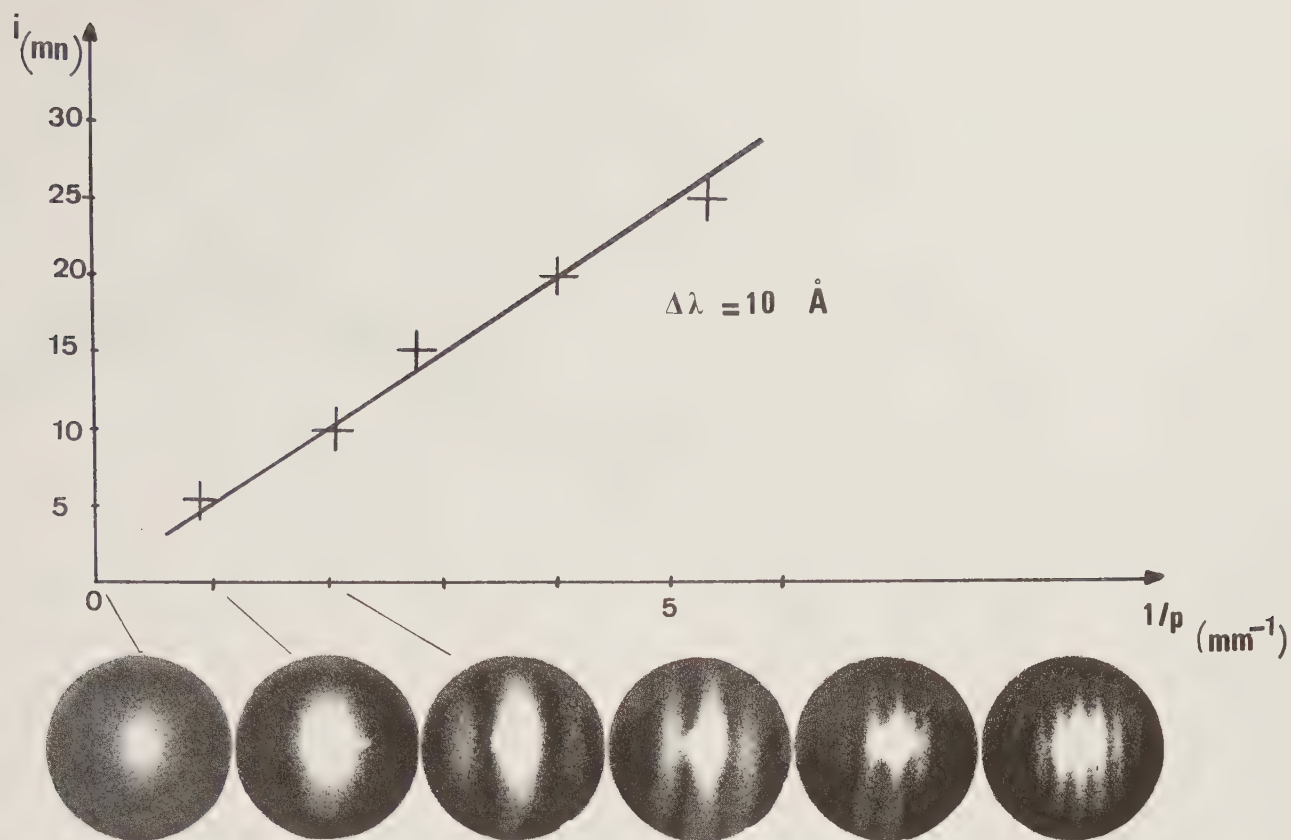


fig 1.18 : Courbe de linéarité .

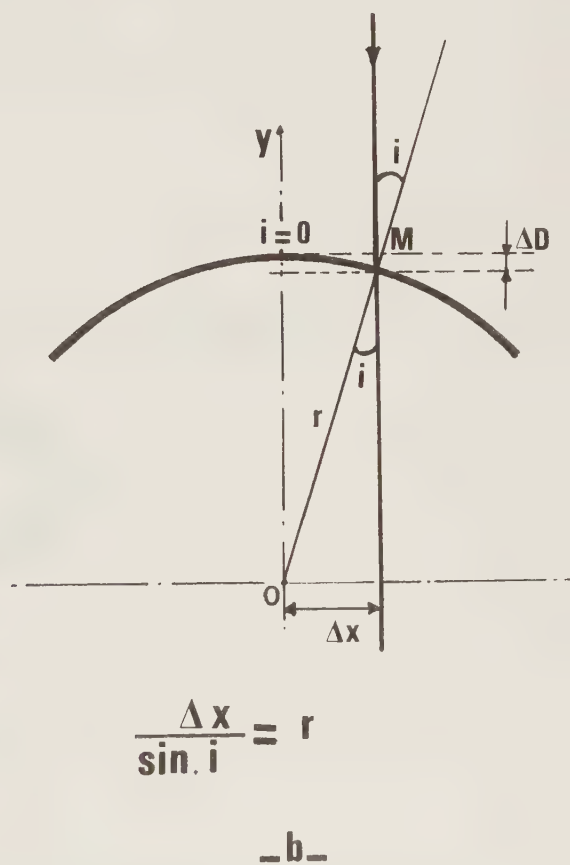
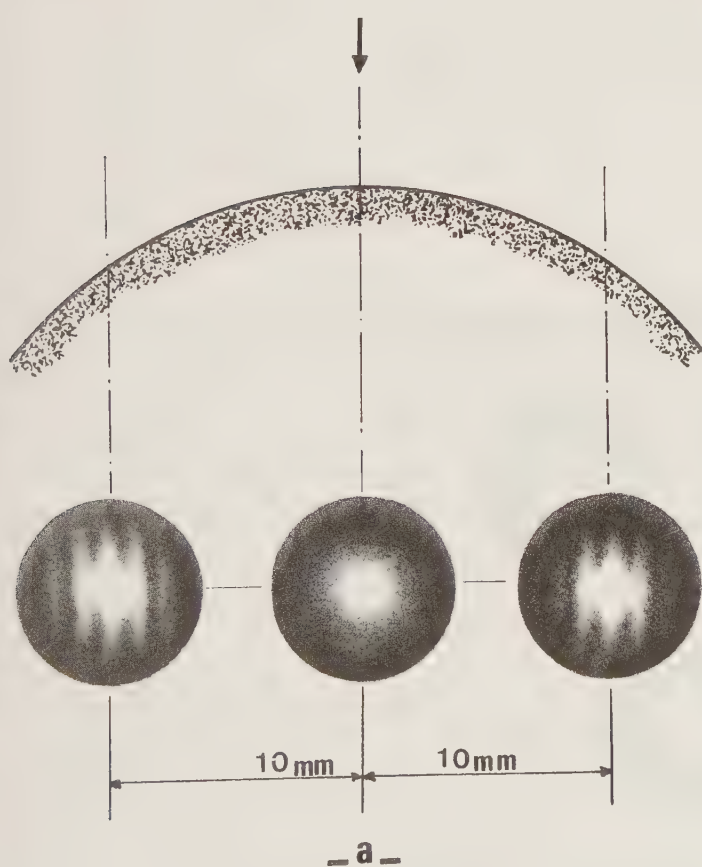


fig 1.19 : Contrôle de sphéricité et mesure du rayon de courbure .

Section du faisceau parallèle d'éclairage

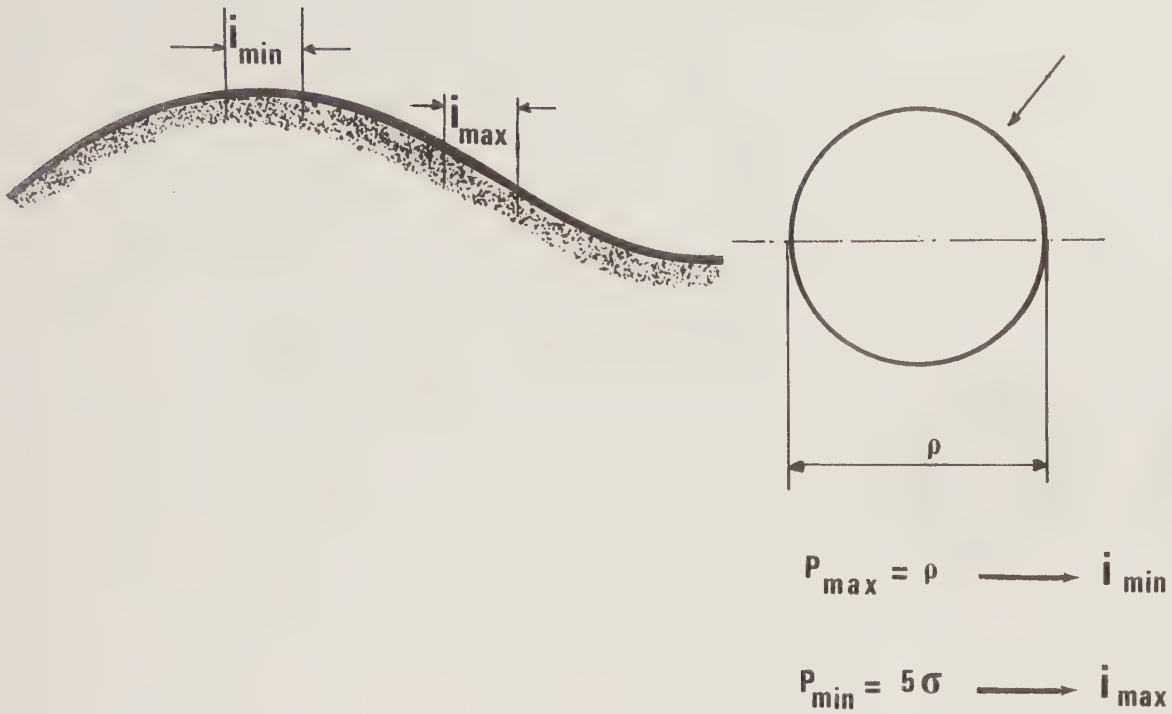


fig. I.20 : Pentes limites détectables (sensibilité et gamme de mesure).

surface non parfaitement plane

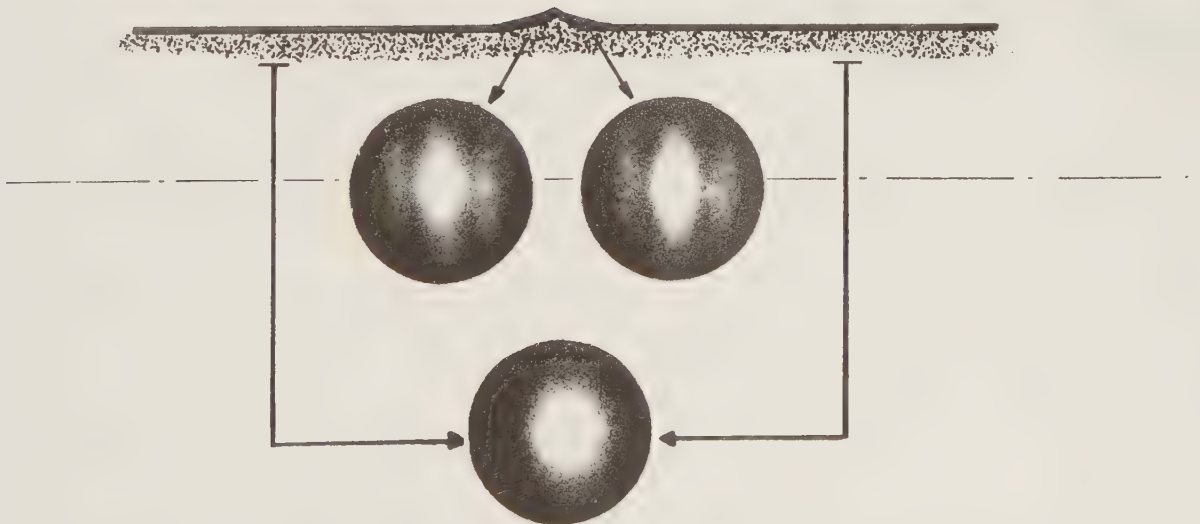


fig. I.21 : Contrôle de planéité; mise en évidence d'une discontinuité sur la surface .



fig. I.22 Détermination du signe d'une pente par l'intermédiaire d'une rotation auxiliaire, application à la discrimination de surface convexes et concaves .

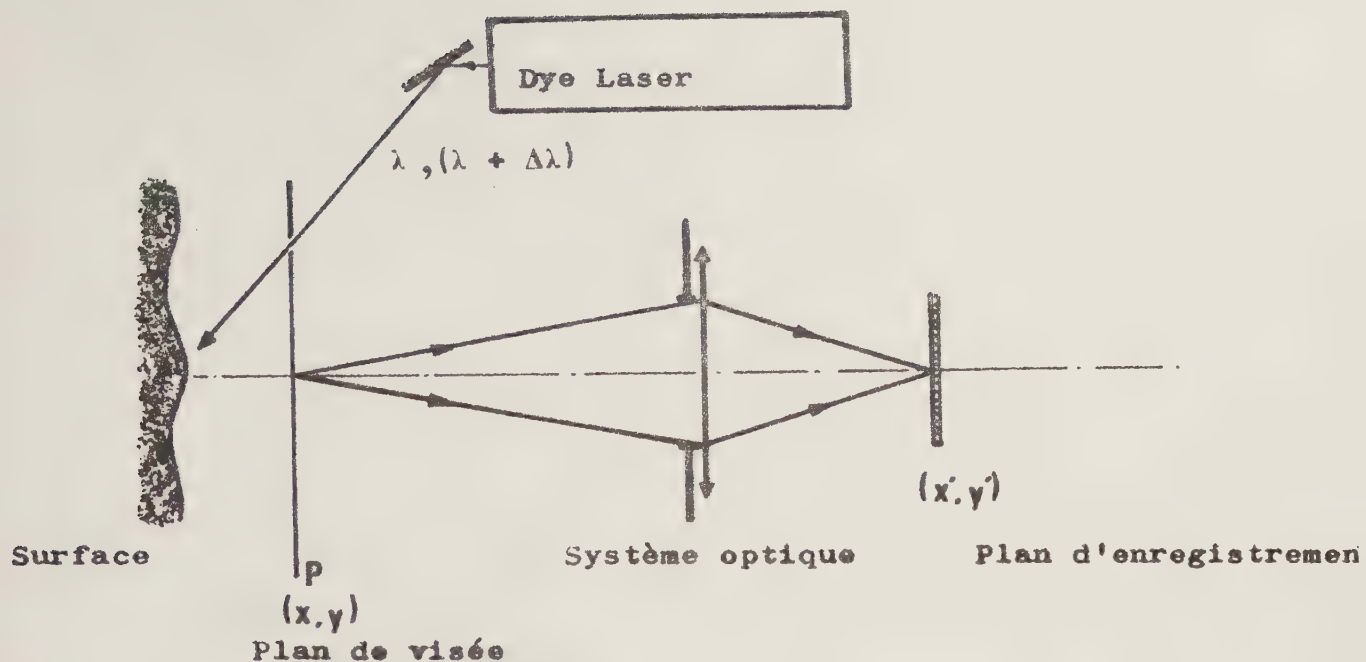


fig II.1 : Schéma de principe de la méthode de speckle image défocalisé.

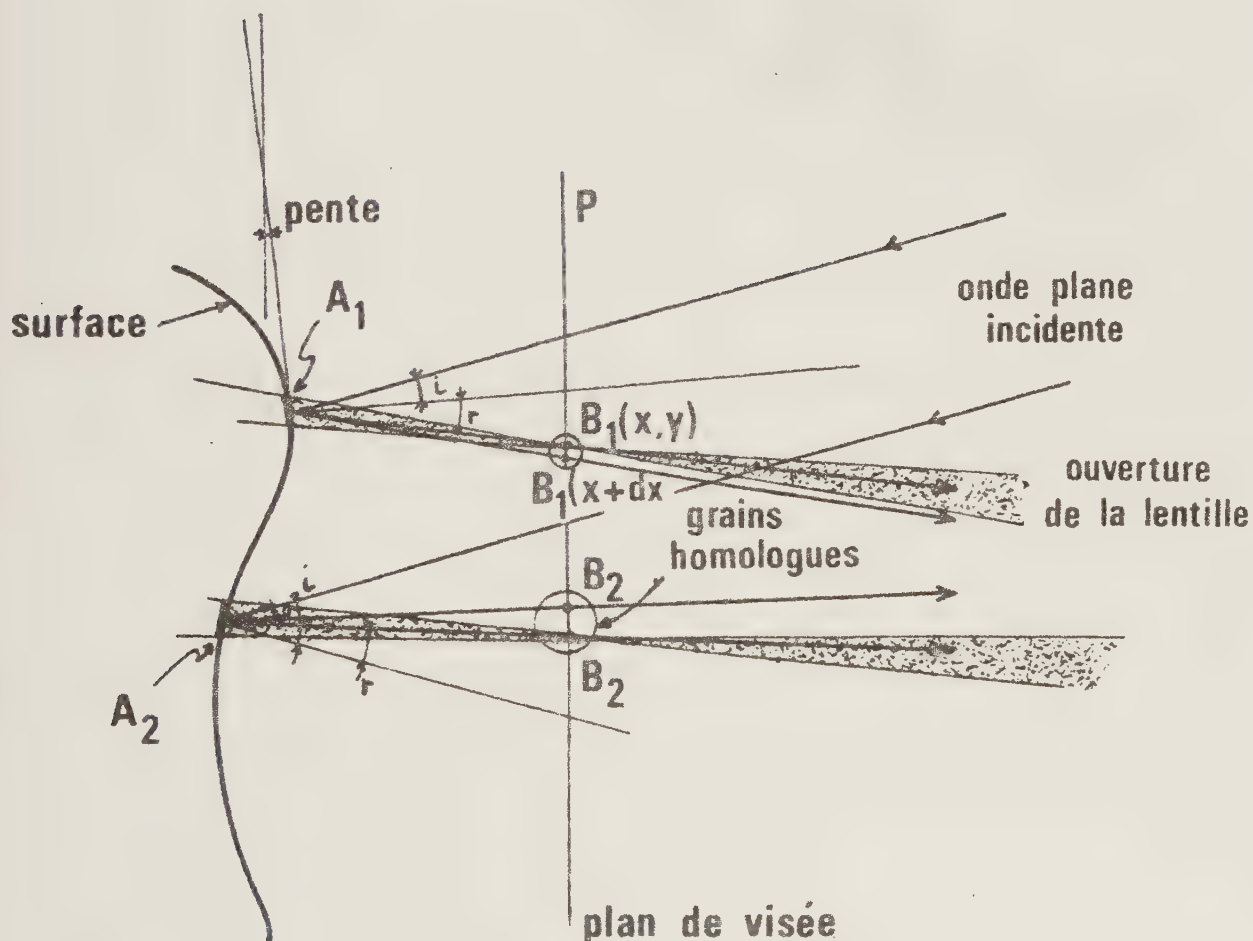


fig II.2 : Schématisation du déplacement des grains de speckles homologues dans le plan de visée (P).

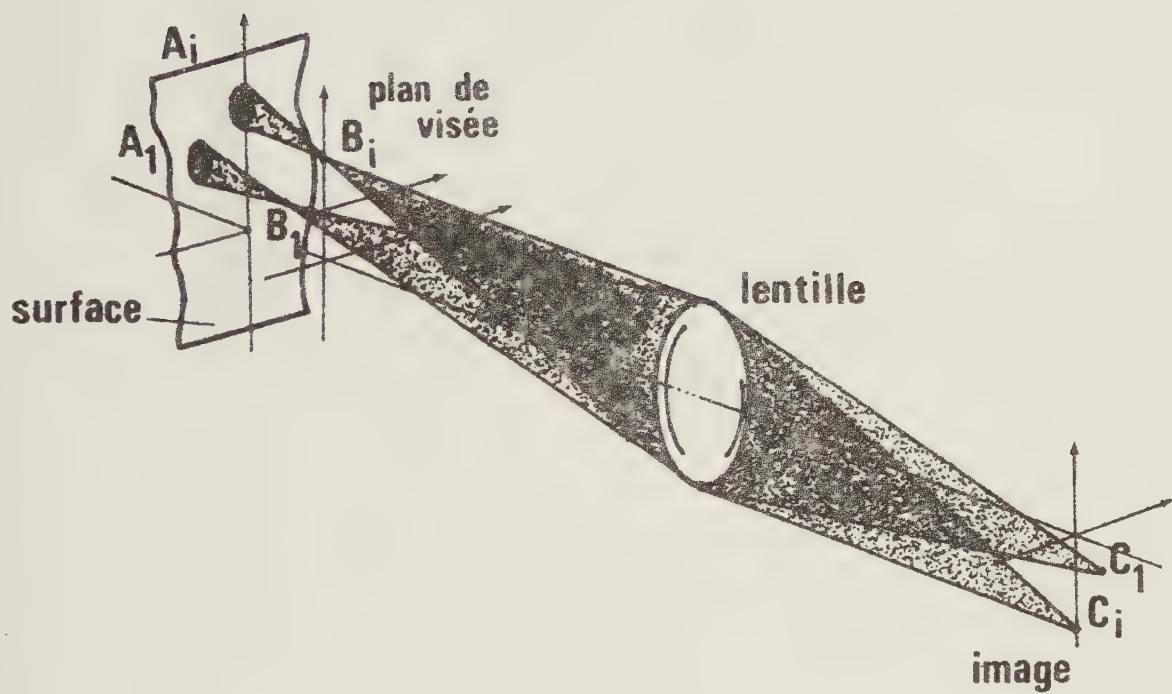
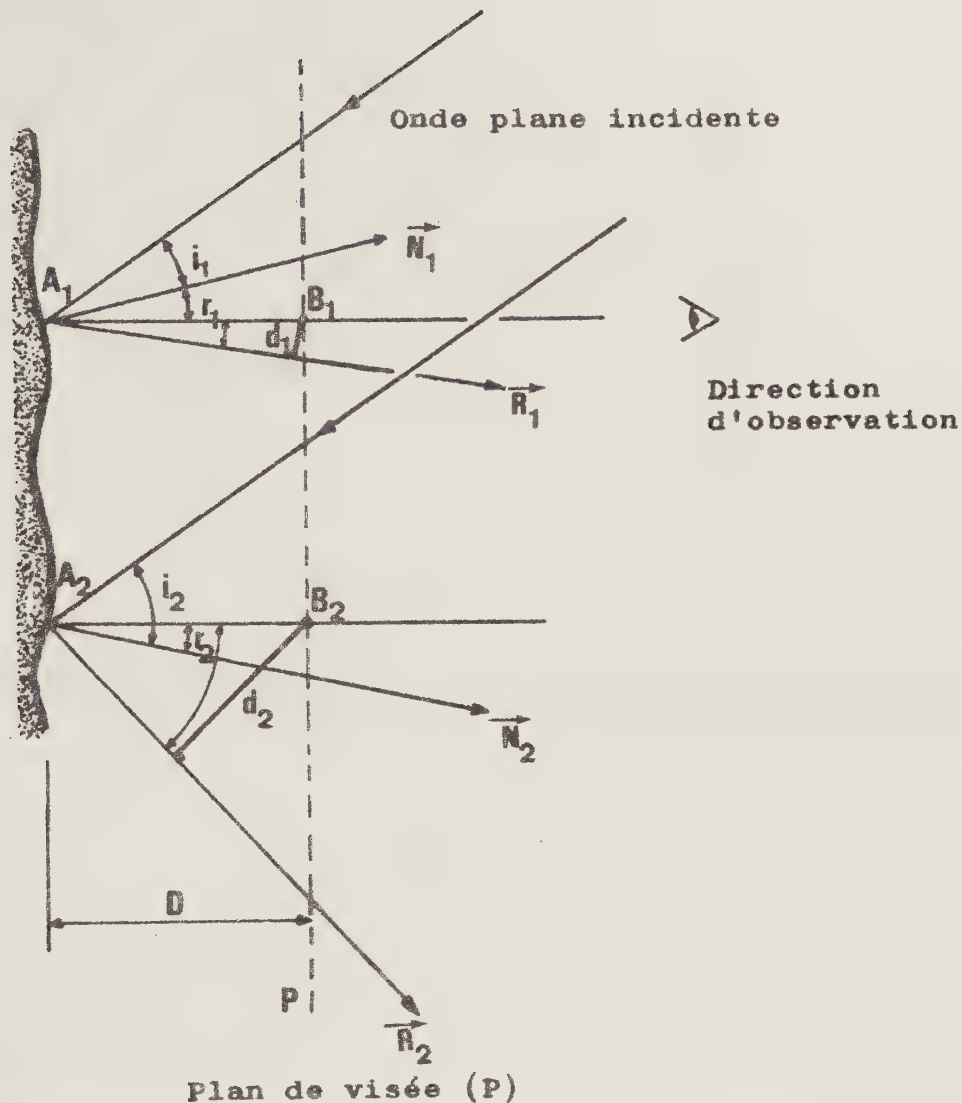


fig.II. 3 : Vue schématique du système optique défocalisé.



$$d_1 = D \cdot \sin(i_1 - r_1)$$

$$d_2 = D \cdot \sin(i_2 + r_2)$$

fig. II.4 : Représentation géométrique dans le cas de l'incidence oblique; la variation des angles i_k, r_k ne permet pas de mesurer les pentes correspondantes .

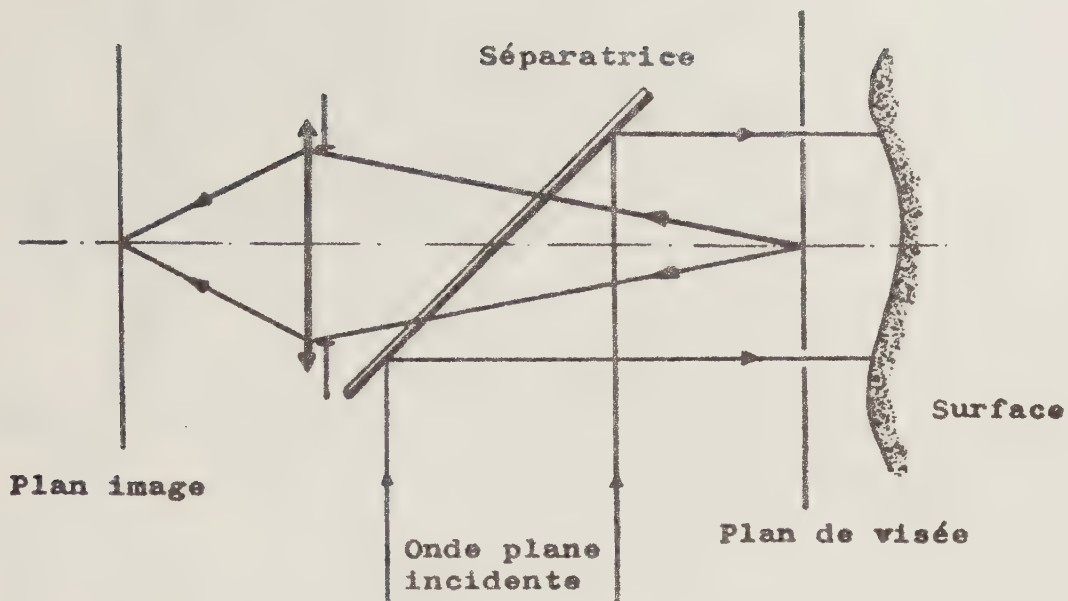


fig. II. 5 : Dispositif expérimental d'inspection de surfaces par speckle image polychromatique défocalisé .

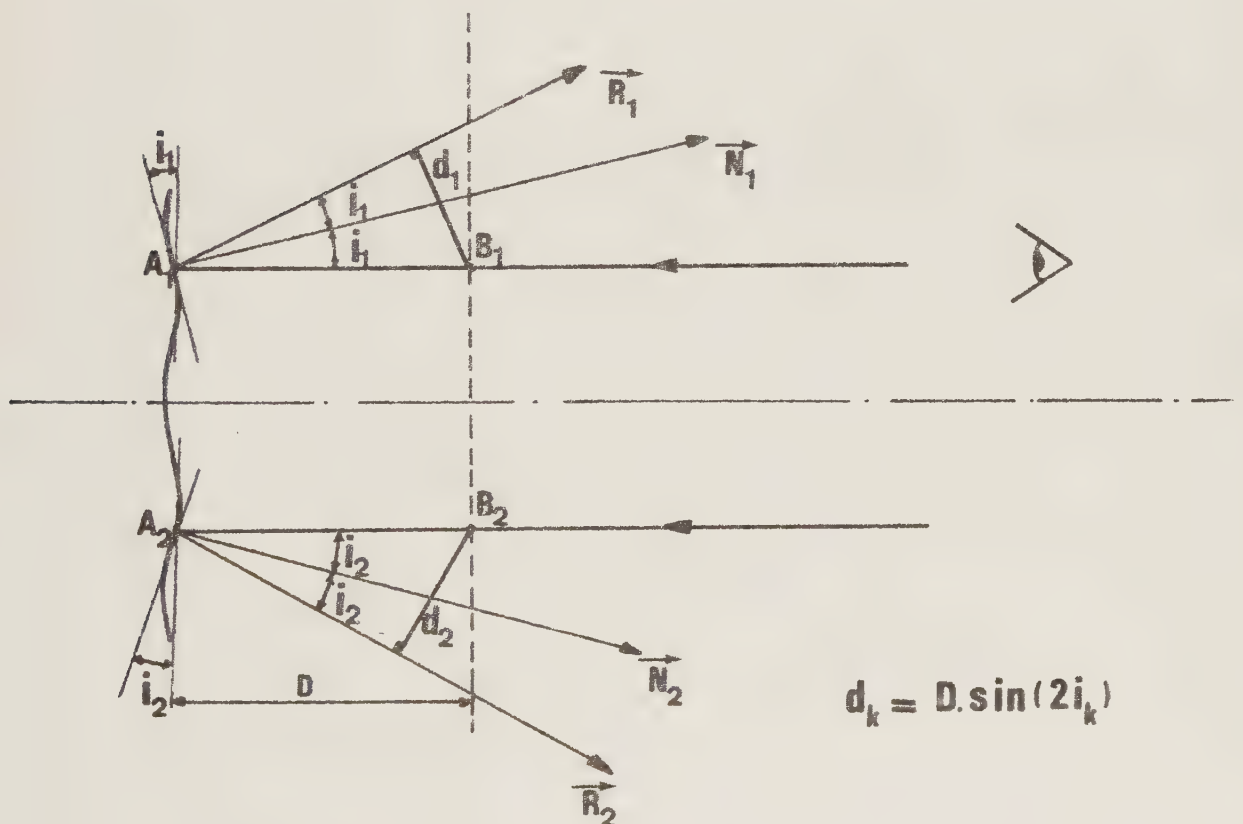


fig. II. 6 : Equivalent géométrique du dispositif précédent (incidence normale au plan de référence) ; la distance à la direction de reflexion spéculaire d_k est complètement déterminée .

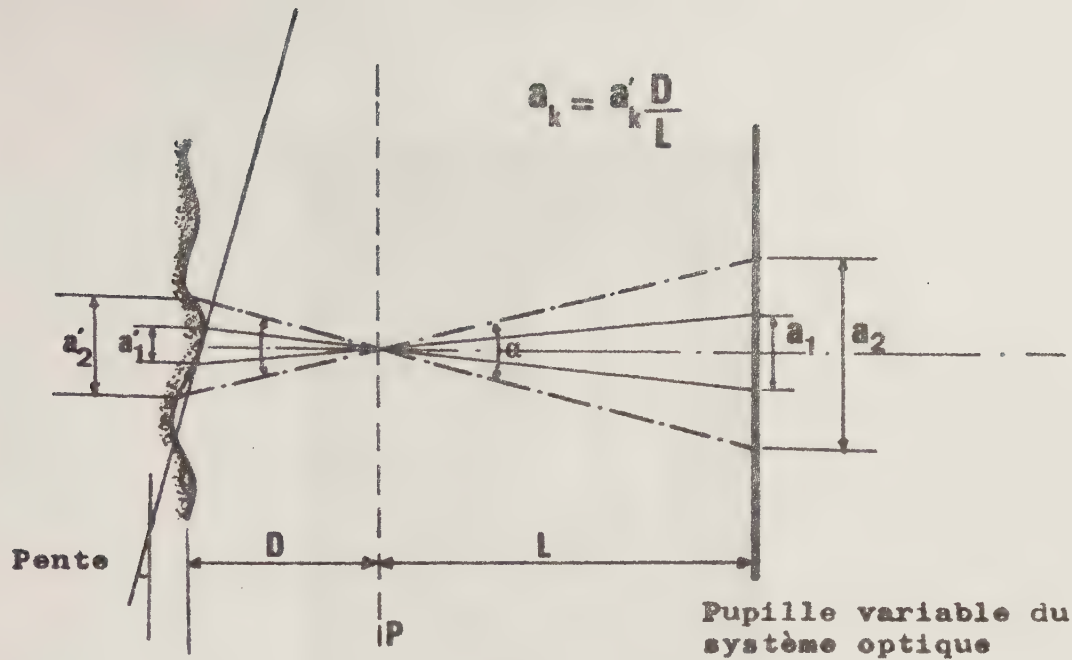


fig II. 7 : Définition de la surface de "contribution" par l'ouverture du système optique;

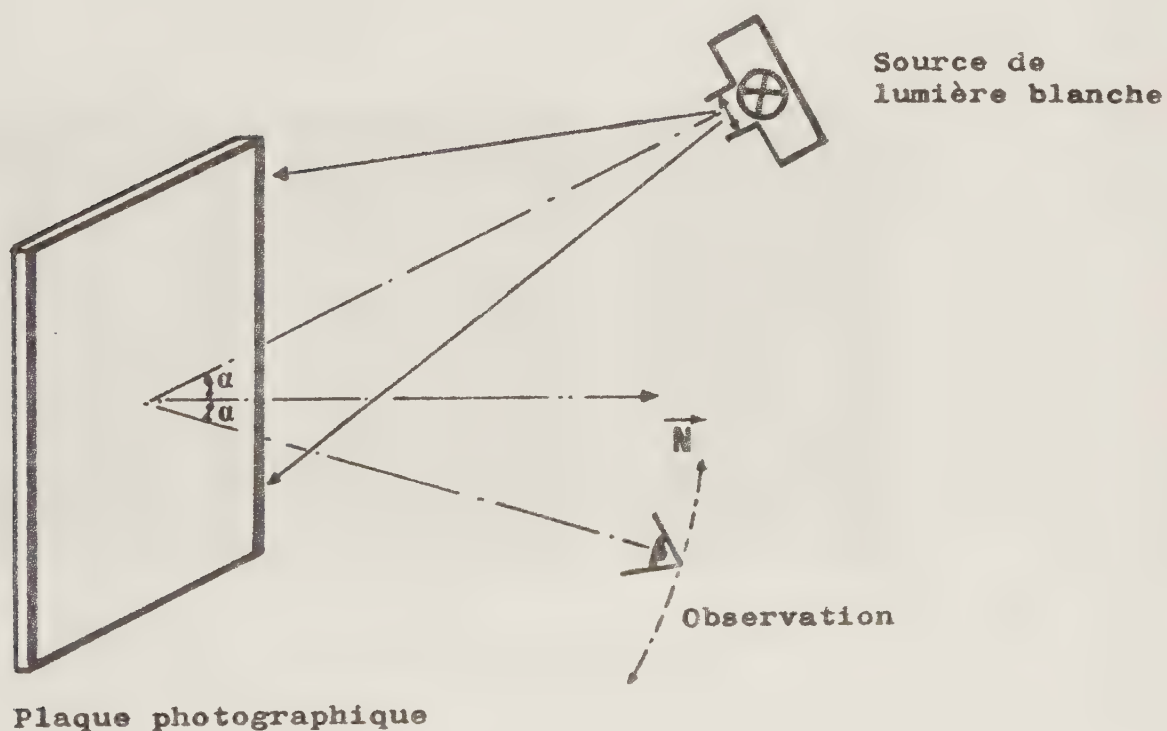
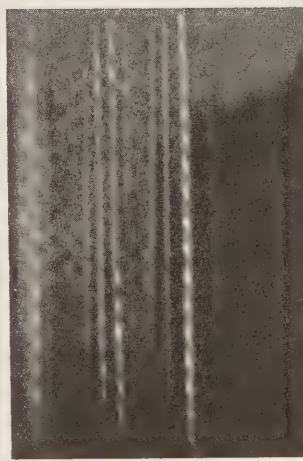


fig II. 8 : Observation directe des franges chromatiques caractéristiques du relief de la surface ; (méthode d'inspection qualitative) .



-a-

Surface diffusante de profil approximativement
sinusoïdal .



Franges achromatiques caractéristiques de la
direction de reflexion spéculaire

-b-

fig. II. 9 : Franges d'égale pente obtenues par observation
directe de la plaque suivant trois directions,
la sensibilité varie avec la direction d'observation.

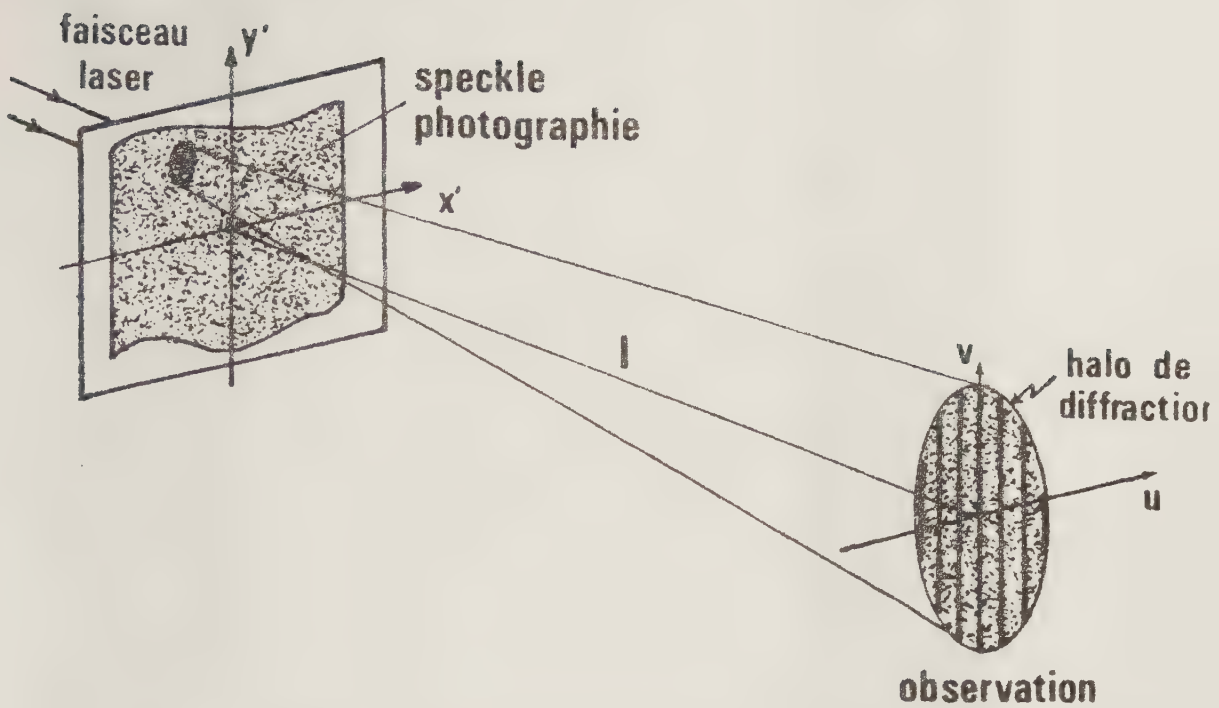


fig.II. 10 : Analyse spectrale ponctuelle (observation des franges d'Young) .

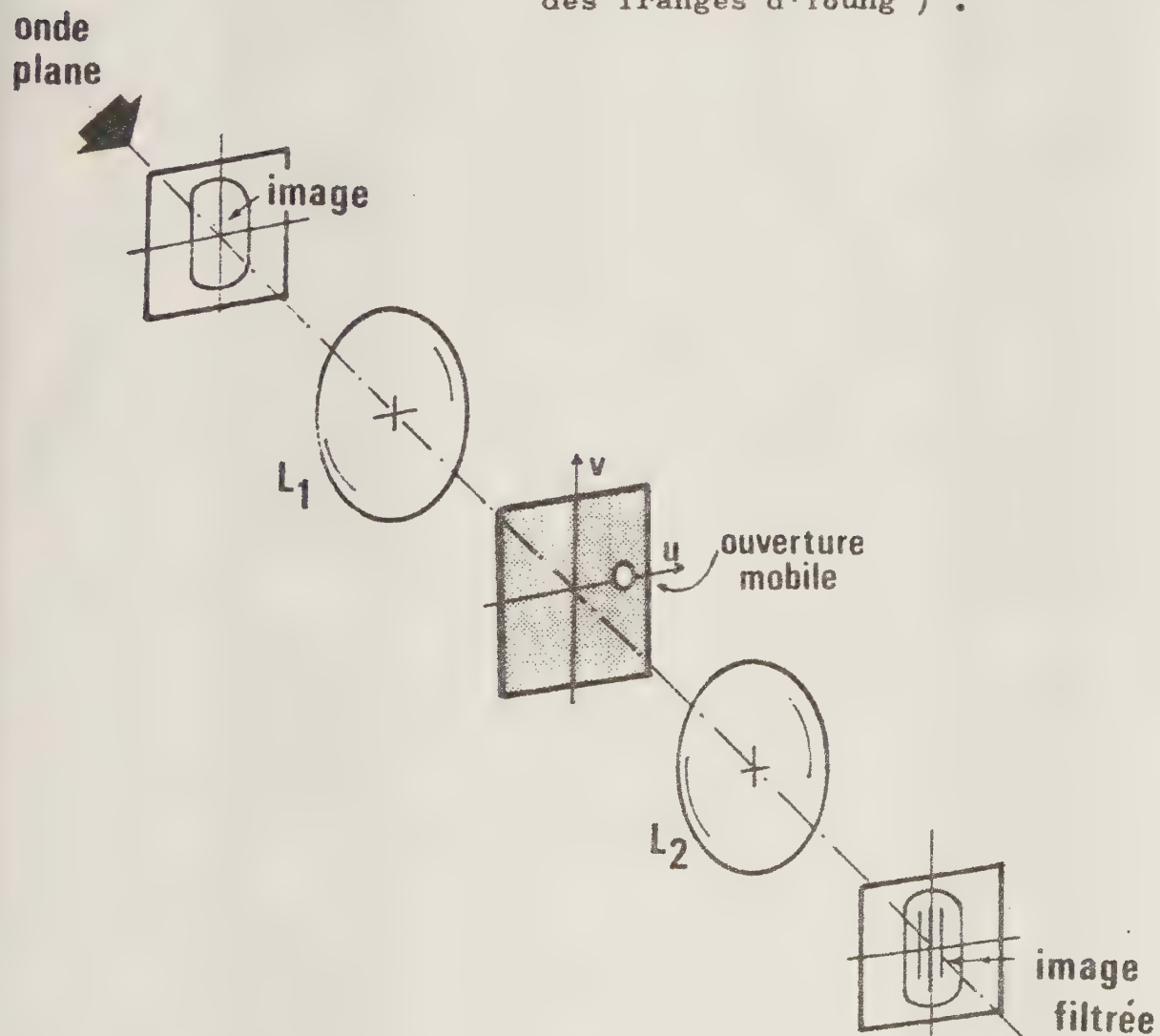


fig.II. 11 : Dispositif à double diffraction de filtrage des transparences, visualisation des courbes isothétiques sur l'image .



10 mm

$i_i = 0^\circ$

Inspection d'une surface cylindrique de rayon $R=20$ mm
 $D = 15$ mm; $\Delta\lambda = 10$ Å; pas d'analyse de 10 mm.

--a--

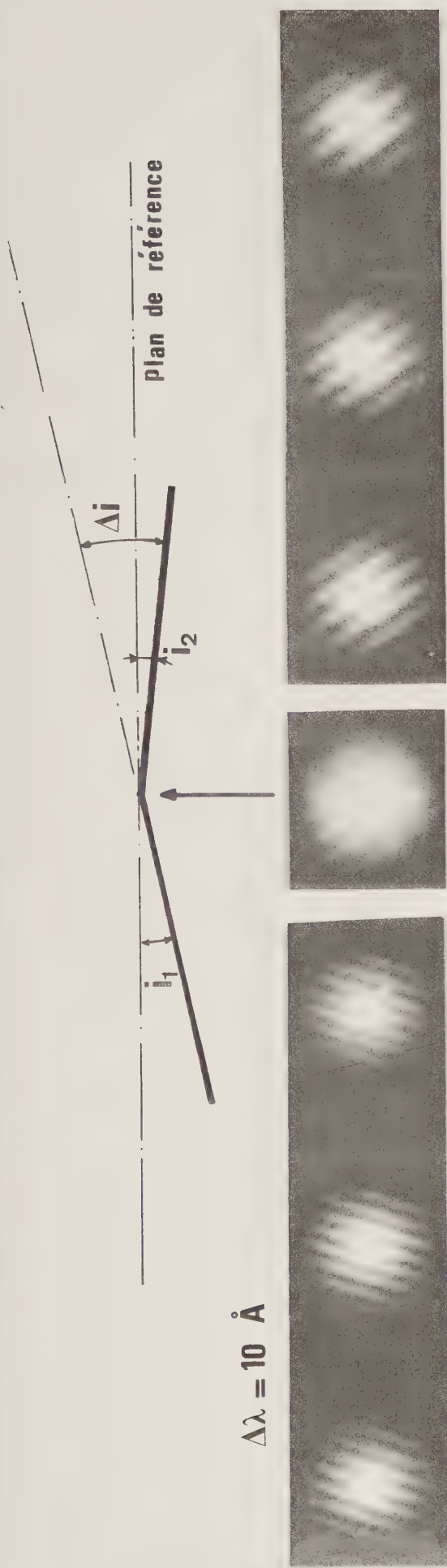


$i_{\max} = 43^\circ$

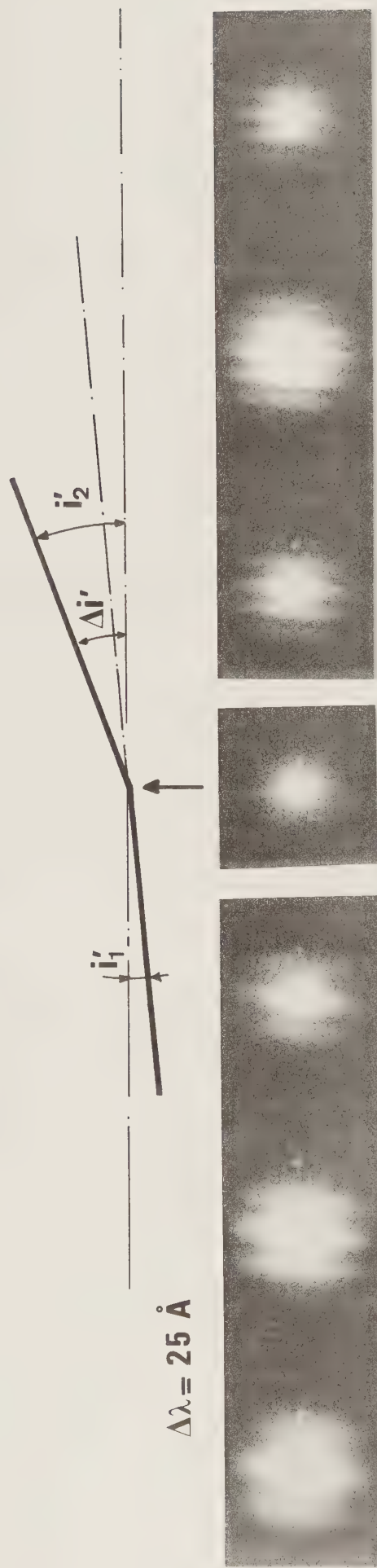
$i_i = 0^\circ$

Surface de profil sinusoidal, inspection partielle ;
 $i_{\max} = 43^\circ$

--b--

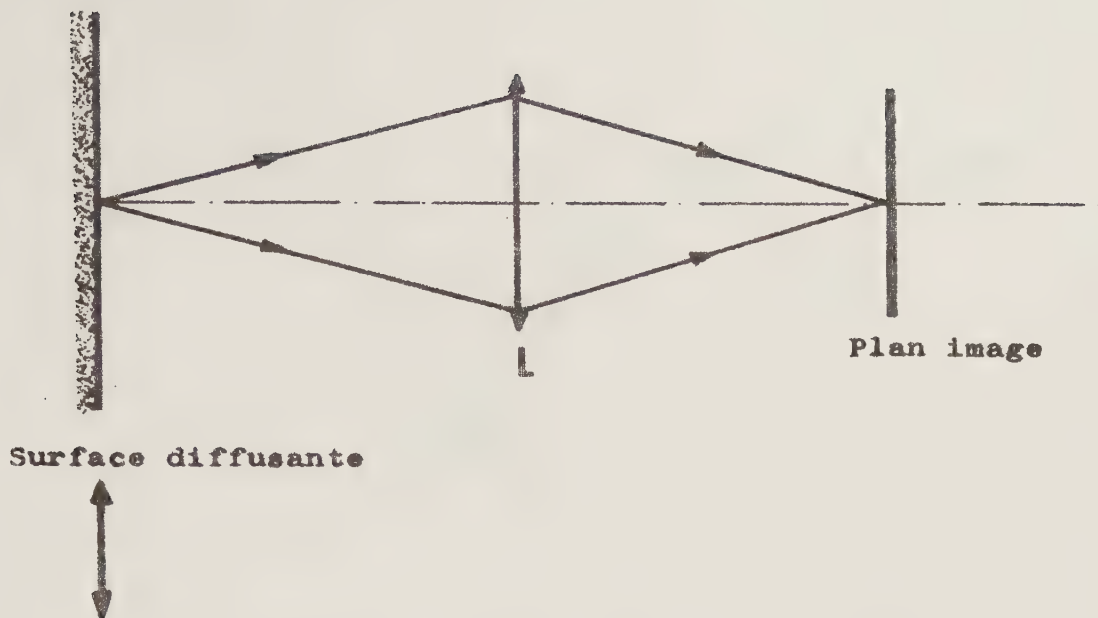


- a -

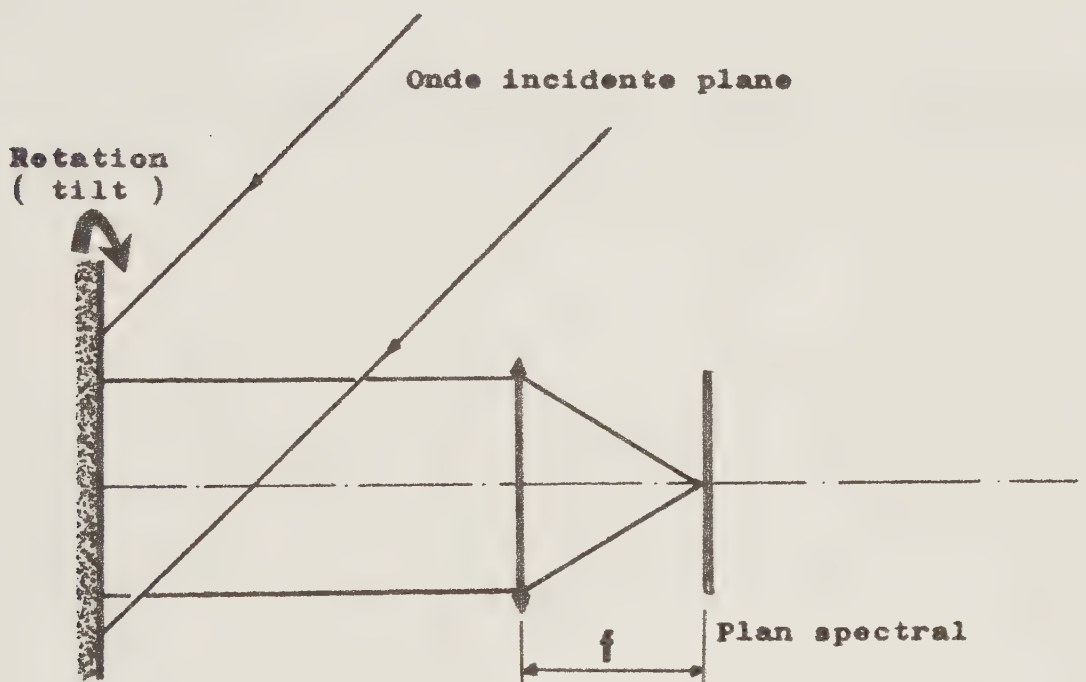


- b -

fig.II.13 : Contrôle de planéité d'une surface métallique pour deux positions différentes et deux intervalles spectraux; l'angle de déviation est calculé dans les deux cas: $\Delta i = 37^\circ / \Delta i' = 3,5^\circ$

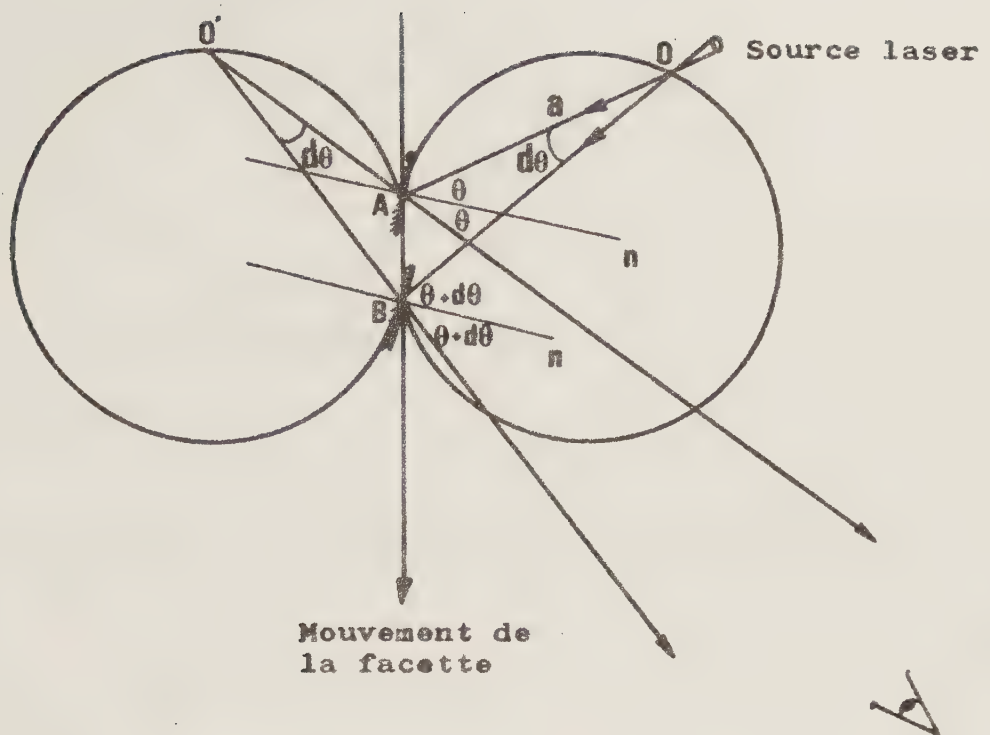


-a- Speckle image focalisé, mise en évidence des mouvements transversaux.

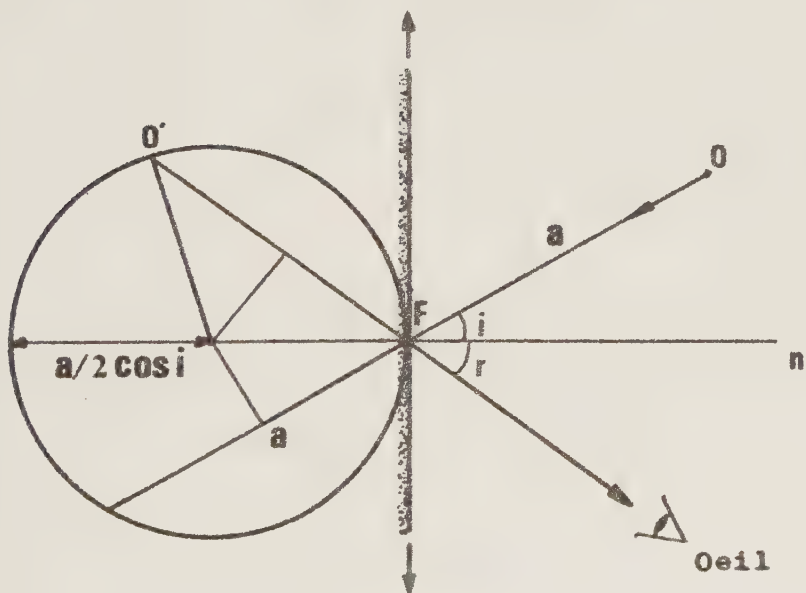


-b- Rotation d'une surface (tilt); mise en évidence du déplacement du speckle dans le plan spectral.

fig. II. 14



-a- Mouvement transverse d'un miroir élémentaire (facette); localisation de la source virtuelle



-b- Profondeur apparente de la source caractéristique des mouvements transverses (théorie).

fig. II.15

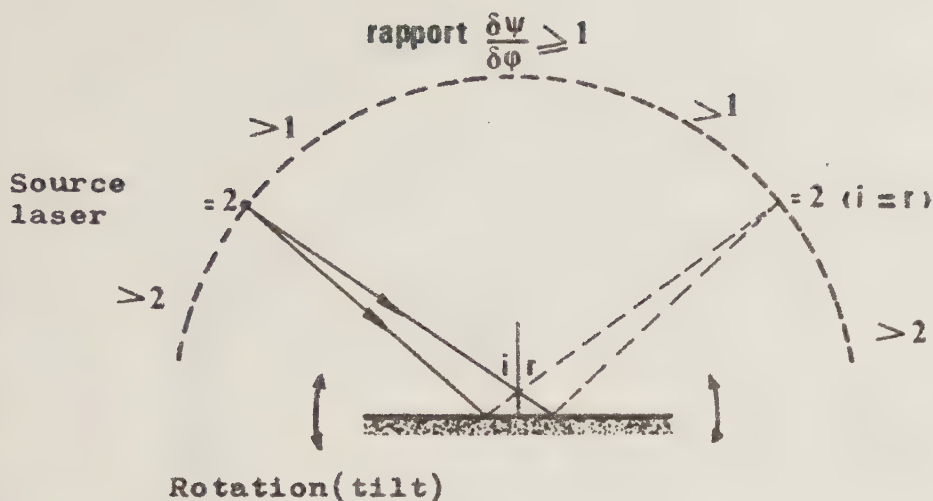


fig.II.16 : Evolution de la sensibilité du speckle pour la rotation de la surface (tilt) .

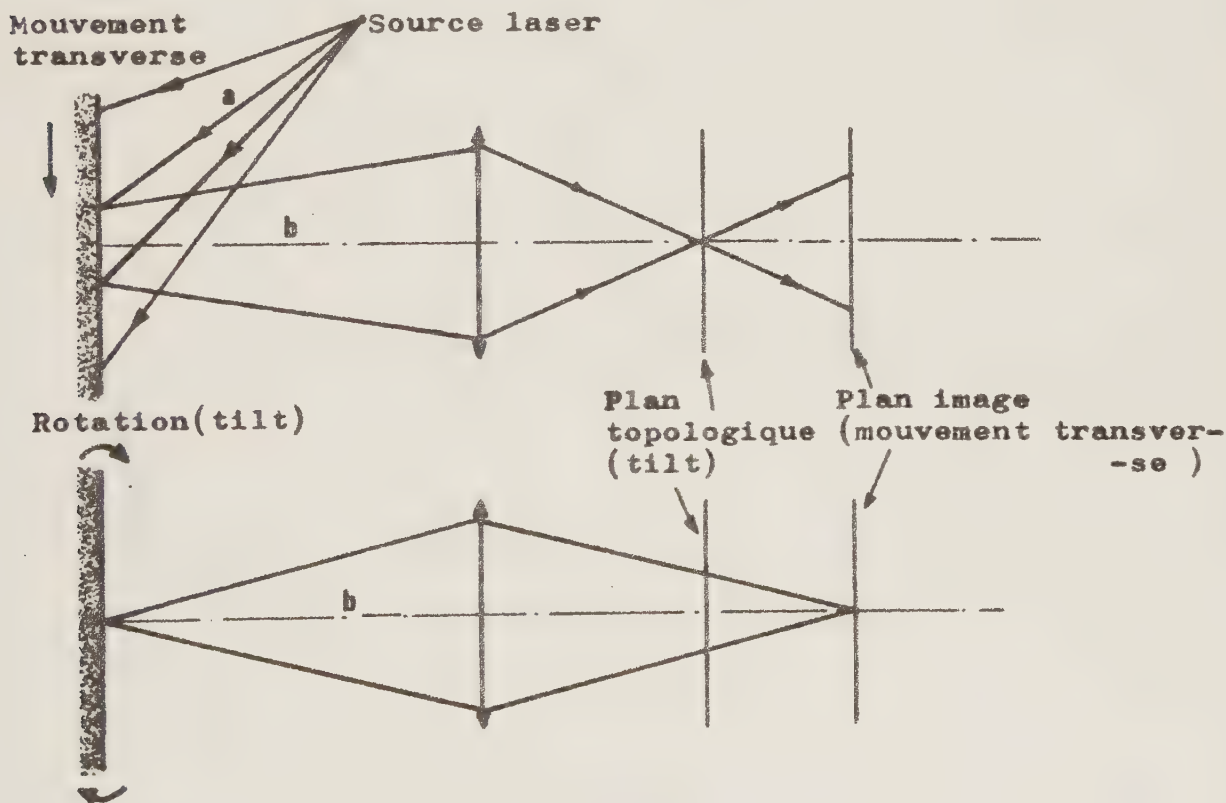
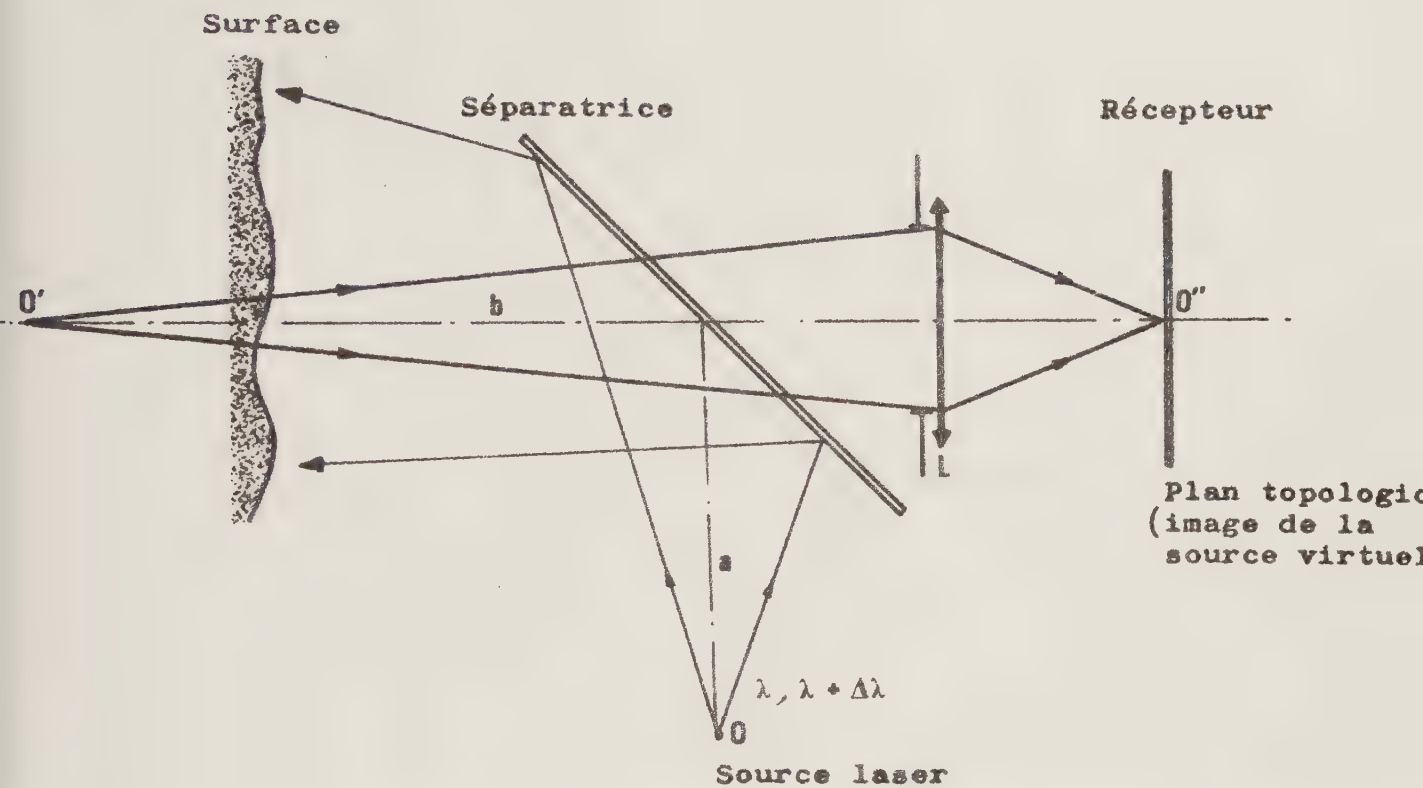
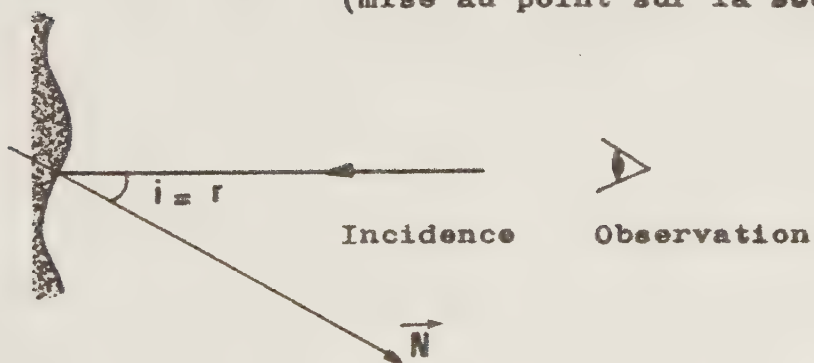


fig.II.17 : Dispositifs appliqués pour la détermination des plans image (sensible aux mouvements transversaux) et topologique(sensible aux rotations de la surface autour d'un axe contenu dans son plan (tilt)) .



-a- Dispositif expérimental de contrôle de forme
(mise au point sur la source divergente)



-b- Superposition des directions d'incidence
et d'observation.

fig. II.18

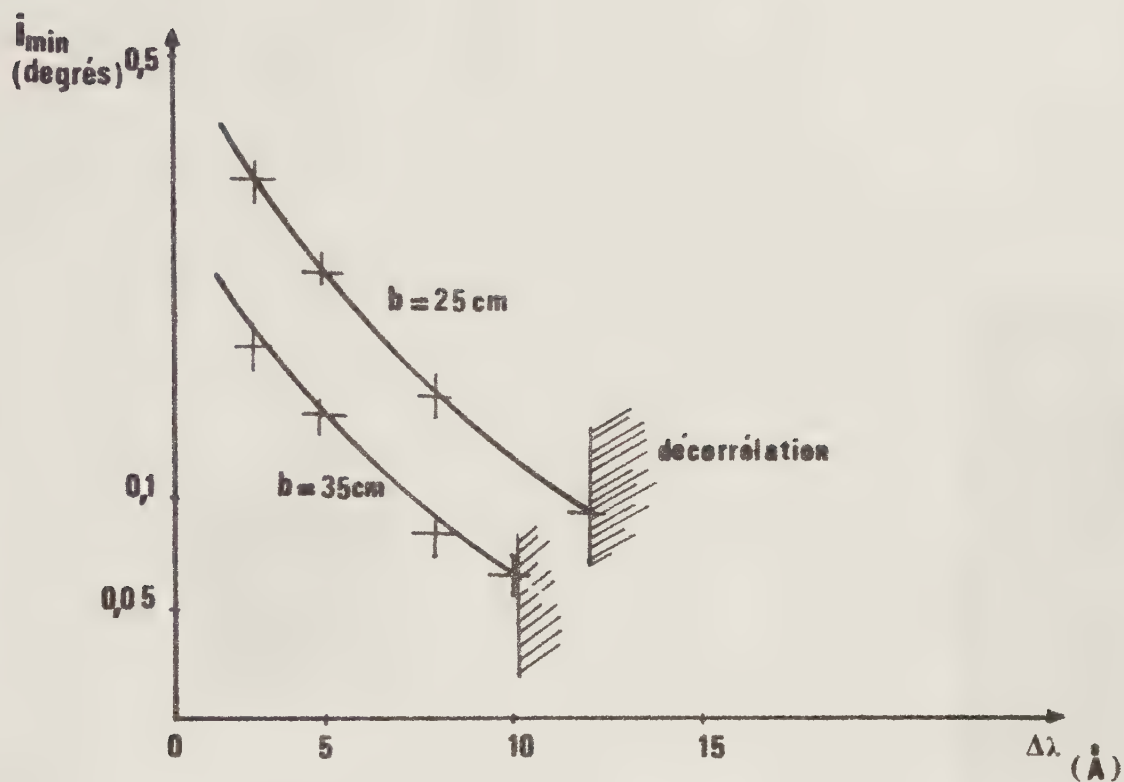


fig. 11. 19 : Courbes de sensibilité($I_{\min} = f(\Delta\lambda)$) pour $a=20$ cm et deux valeurs de b , respectivement $b=25$ cm et $b=35$ cm .

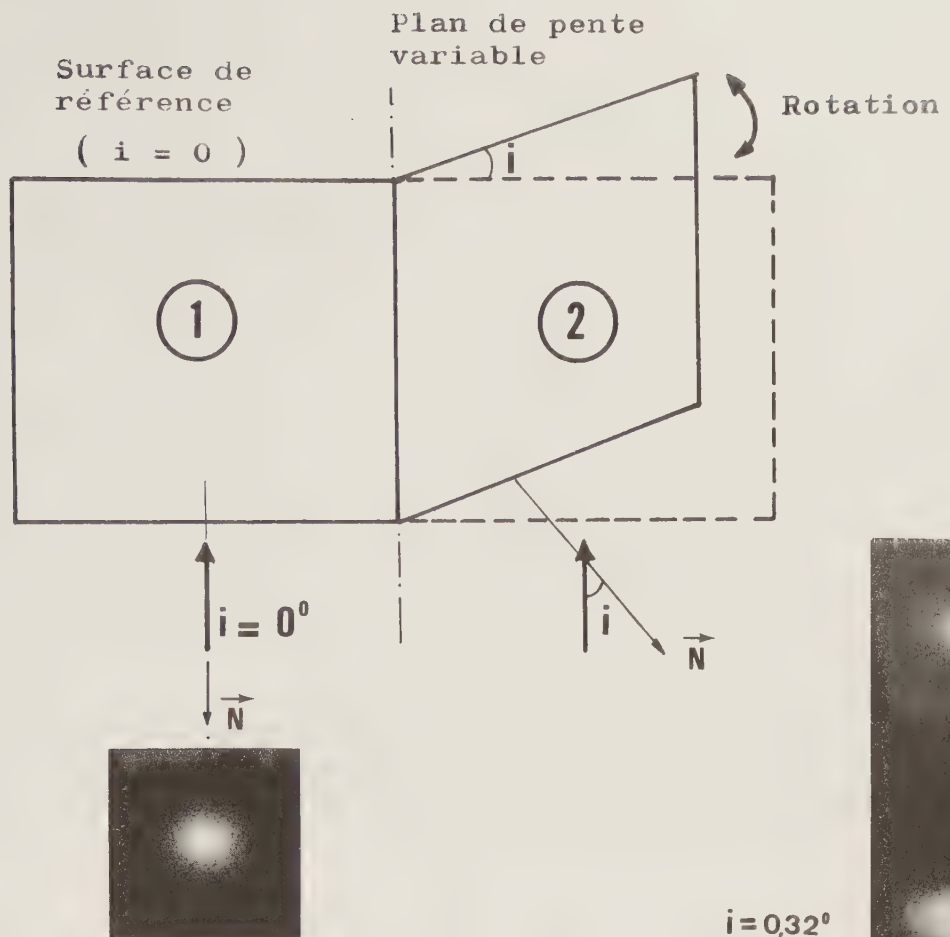
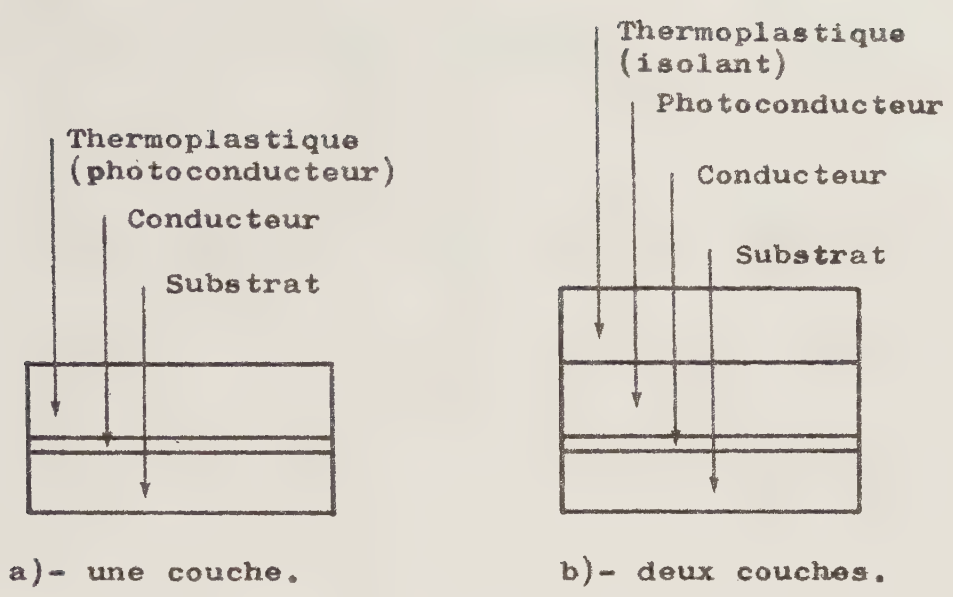


fig. II.20 : Application de la méthode de speckle topologique à l'étude d'une surface-test(biplan à inclinaison variable); on remarque la linéarité du déplacement du speckle.

$i = 0,53^\circ$

$i = 0,76^\circ$





Coupes transversales de deux types de récepteurs thermoplastiques.
 (l'echelle des épaisseurs n'est pas respectée).

fig. III.1

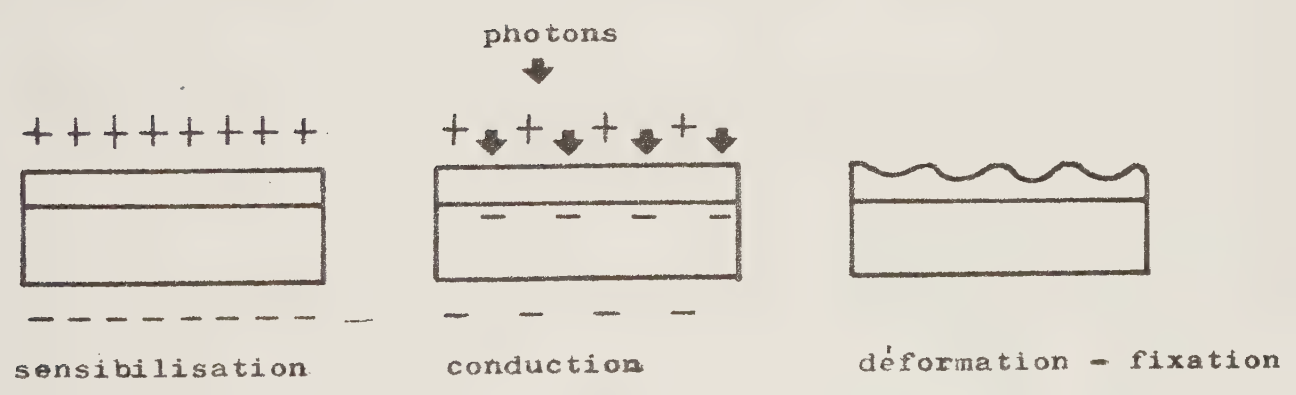


fig. III.2

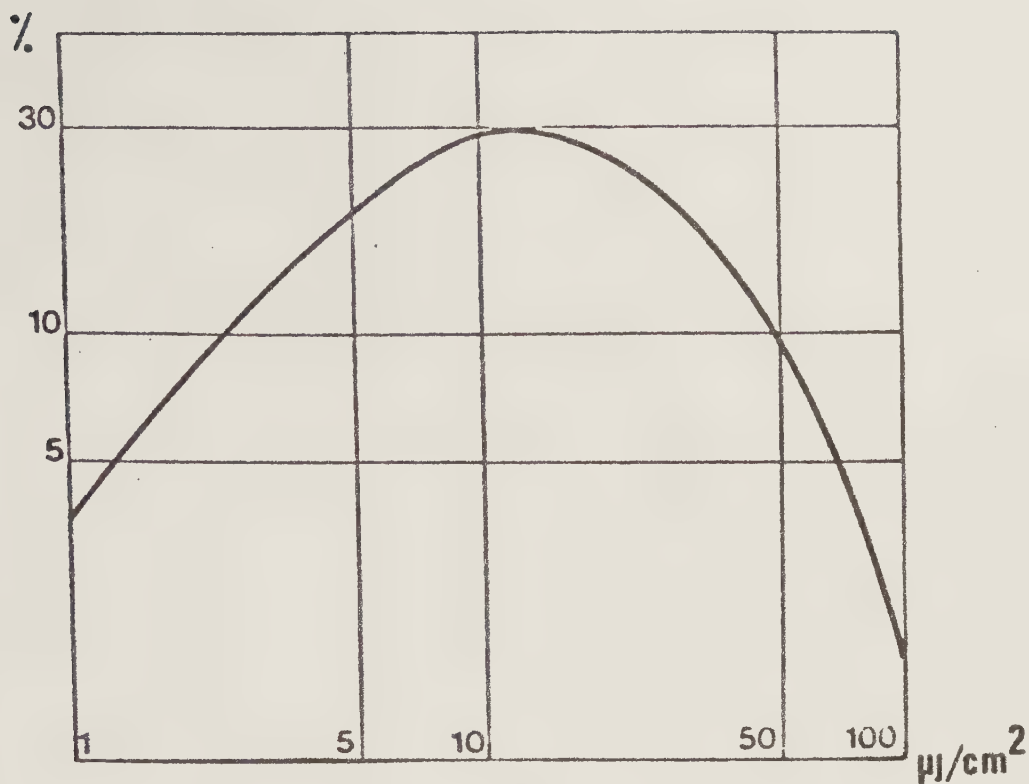


fig. III.3 Rendement de diffraction et lumination

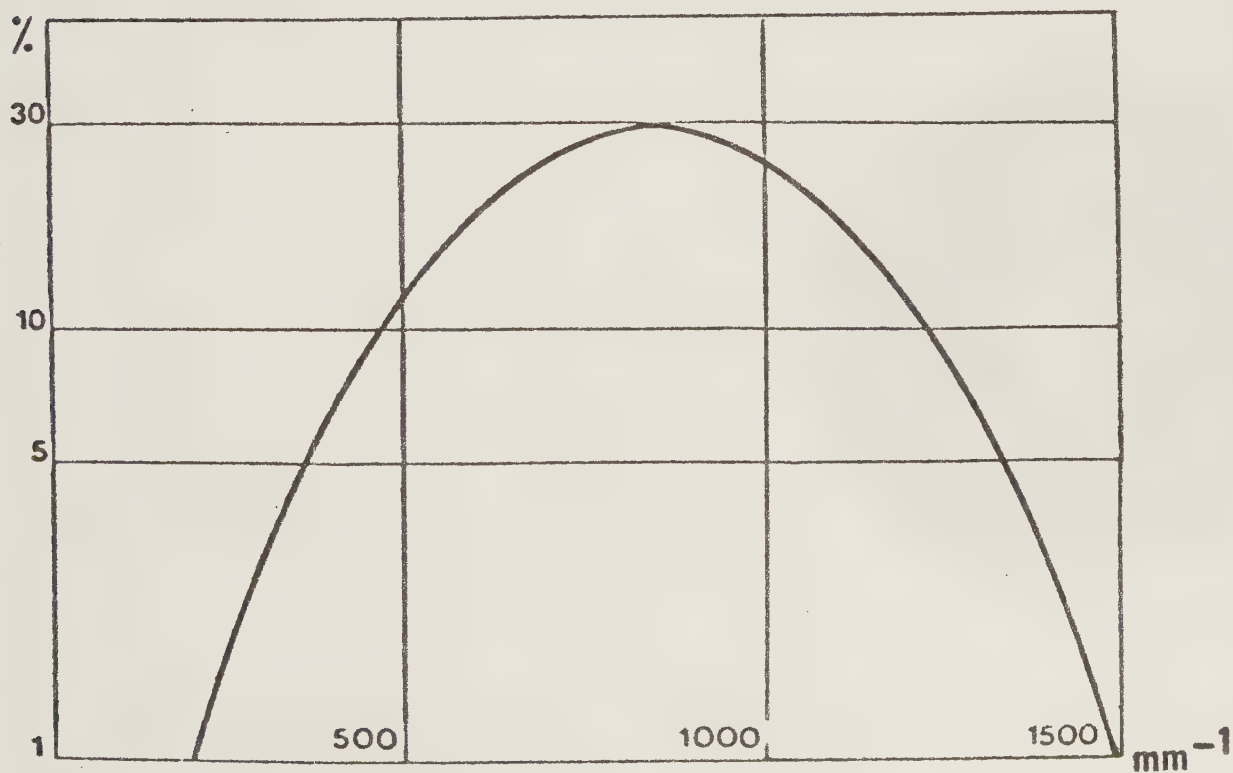


fig. III.4 Rendement de diffraction et modulation

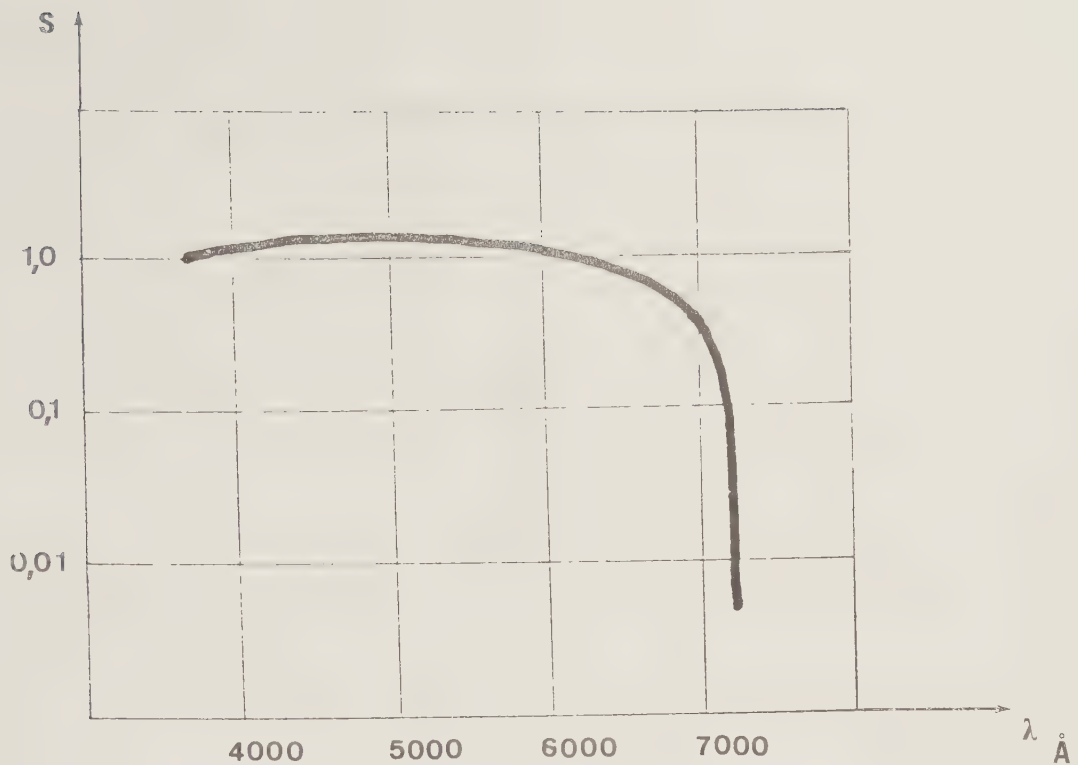


fig. III.5 sensibilité chromatique .

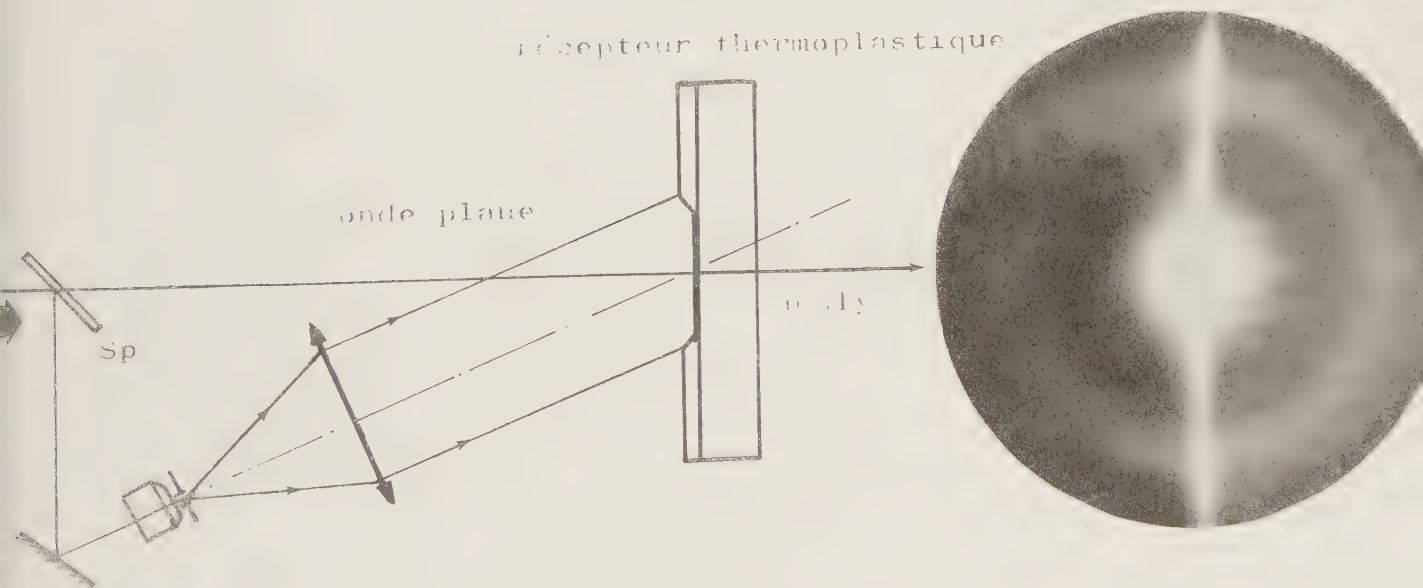


fig. III.6 : Etude du pouvoir de modulation du thermoplastique: mise en évidence de la densité spectrale du "frost" (eclairement par une onde plane).

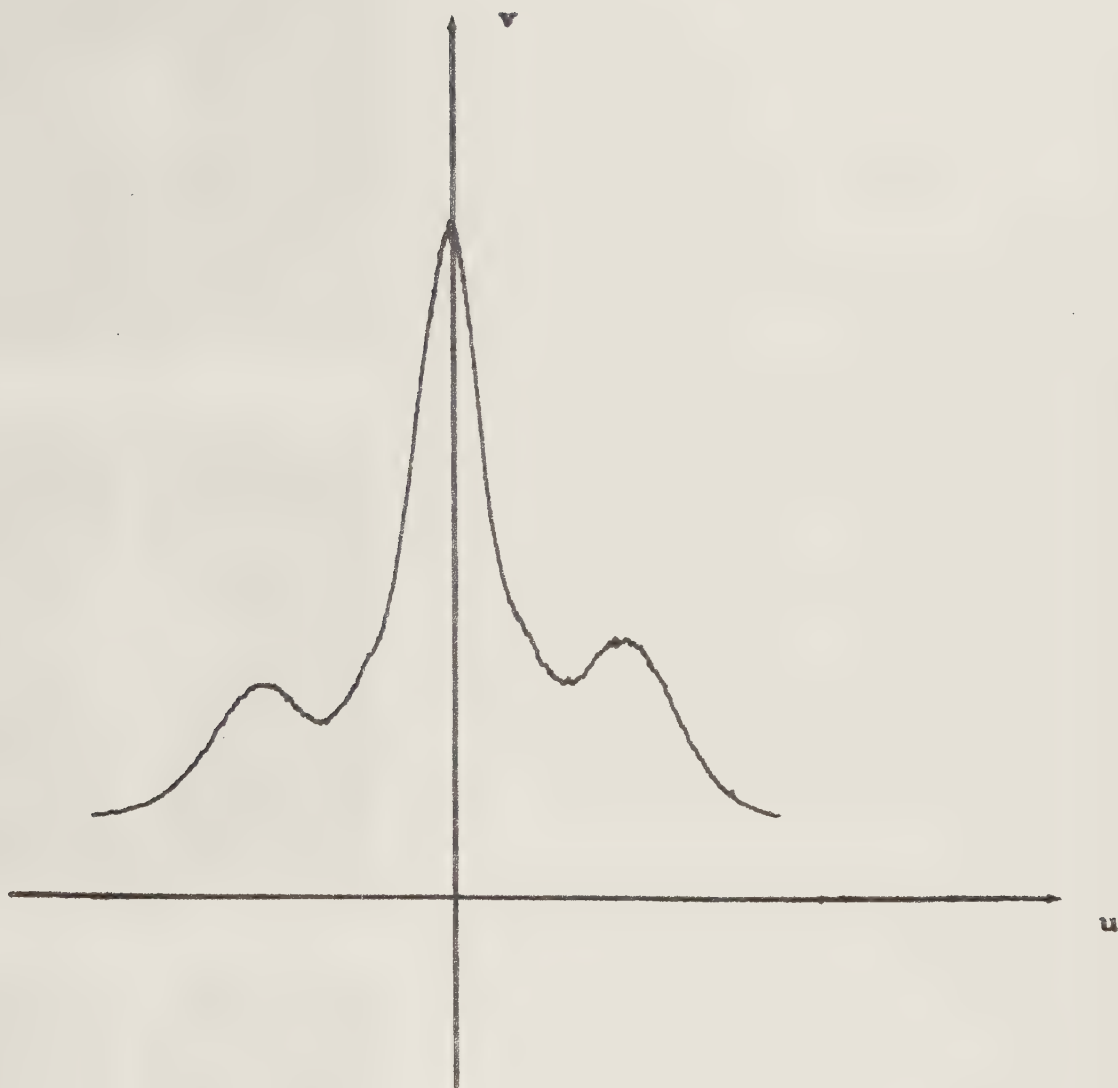
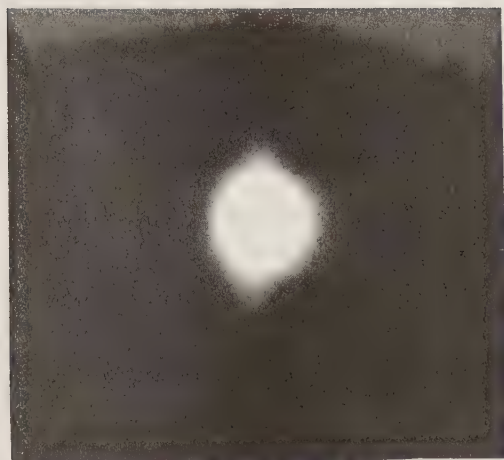
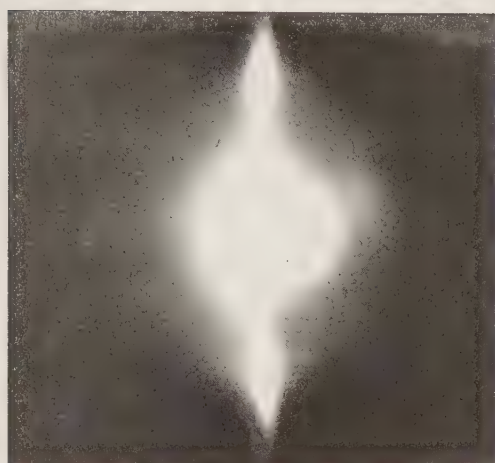


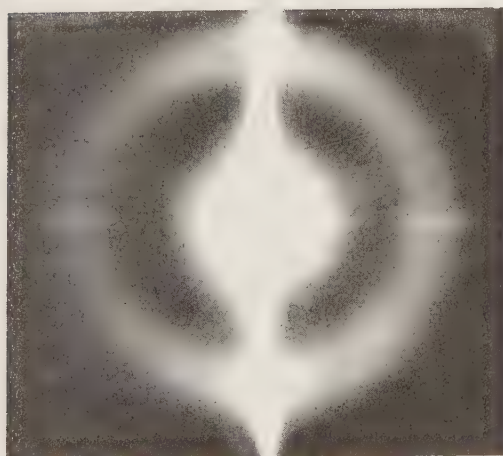
fig. III. 7 : Densité spectrale d'énergie du "frost"
(TF de la répartition de phase sur l'épaisseur
de la couche thermoplastique) .



- a) absence de "frost"
 efficacité de diffraction
 nulle;
 enregistrement impossible.

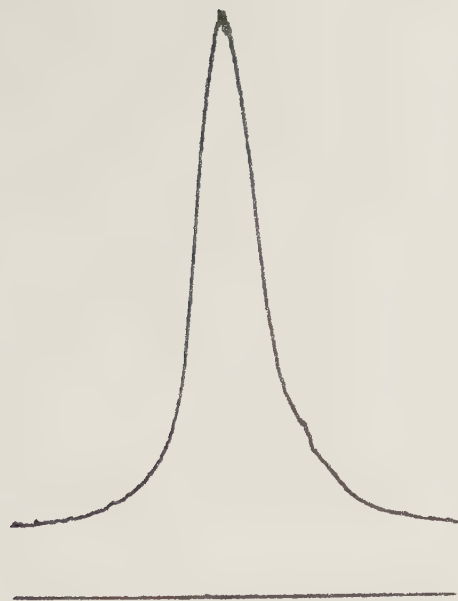


- b) position intermédiaire
 faible efficacité de diff-
 raction;
 enregistrement médiocre.

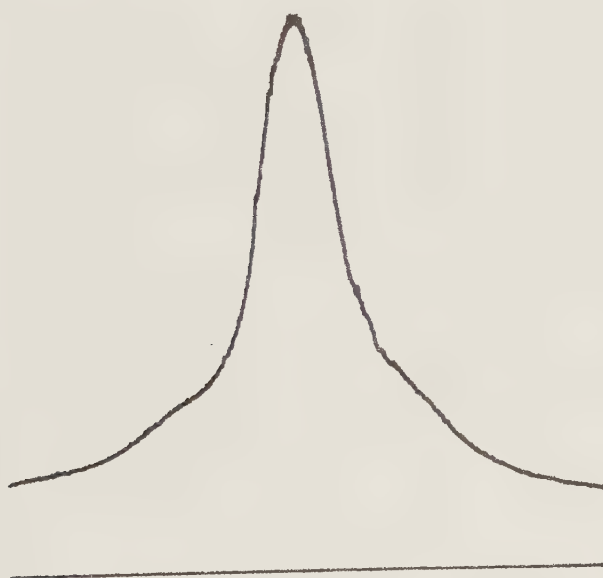


- c) "frost" bien défini
 bonne condition d'enregis-
 trement.

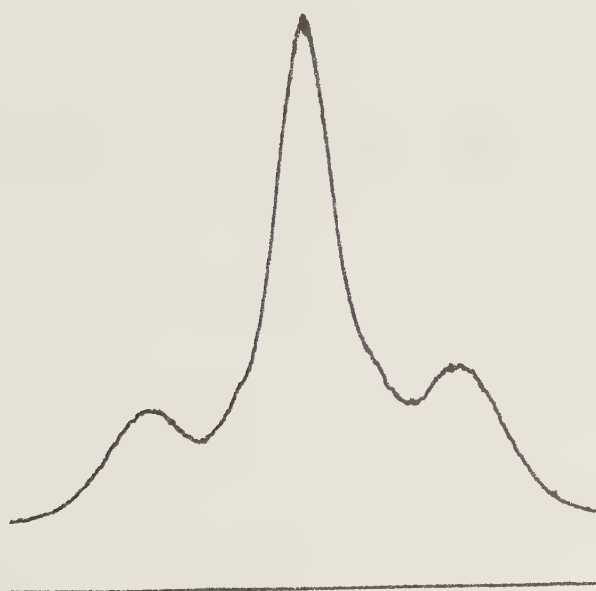
fig III.8 : Etude du pouvoir de diffraction du système thermoplastique en fonction de la lumination par la définition de l'anneau caractéristique L de la densité spectrale du "frost".
 a): $L=100 \text{ erg/cm}^2$; b): $L=60 \text{ erg/cm}^2$; c): $L=30 \text{ erg/cm}^2$.



(a)



(b)



(c)

fig. III.9 : Courbes densitométriques correspondantes aux images (a), (b) et (c) de la figure 8 .

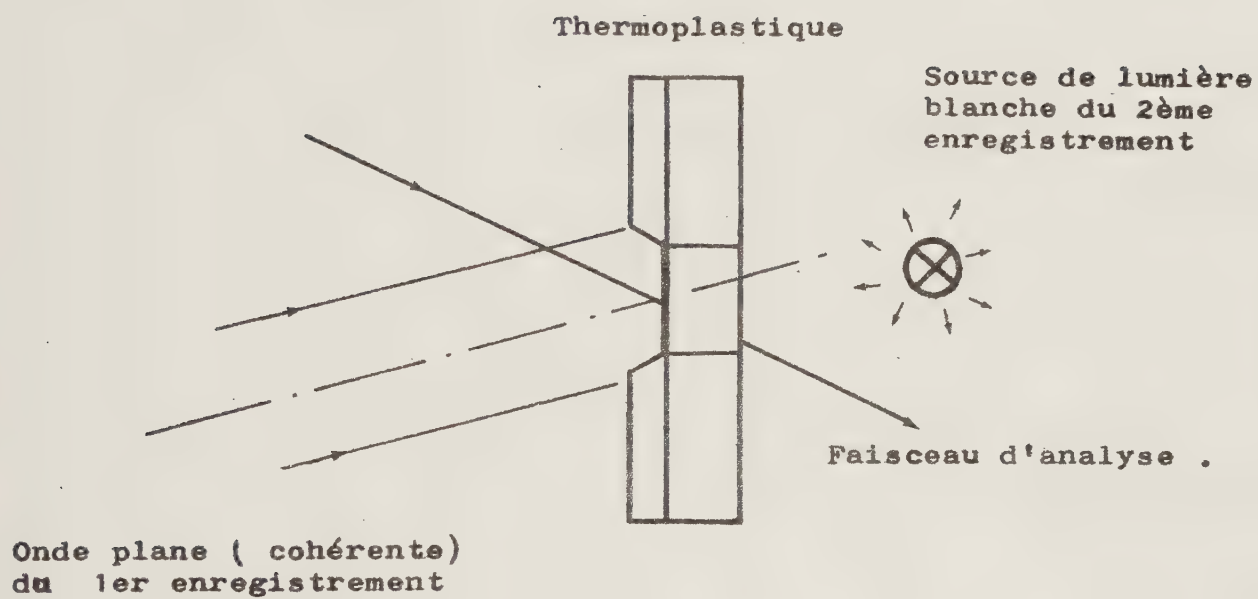


fig. III. 10 : post-illumination
(modification de la structure du "frost")

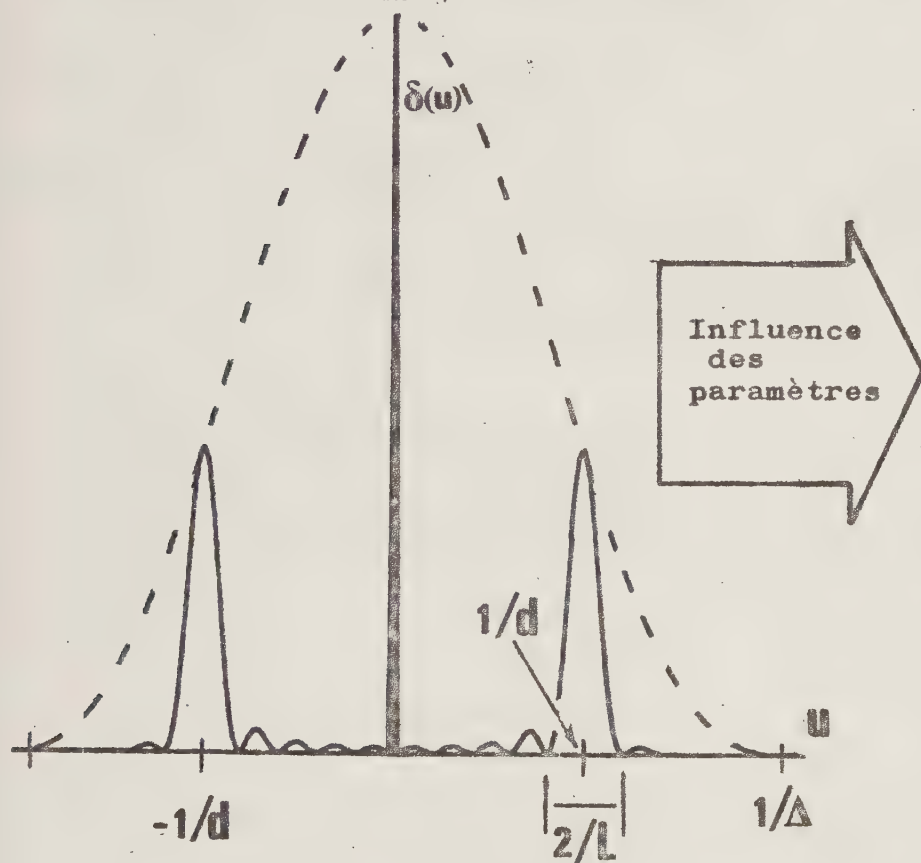
a. Modèle 1D :



b. Fonction de position $g(x)$:



c. Fonction de position périodique .



d. Fonction de position aléatoire .

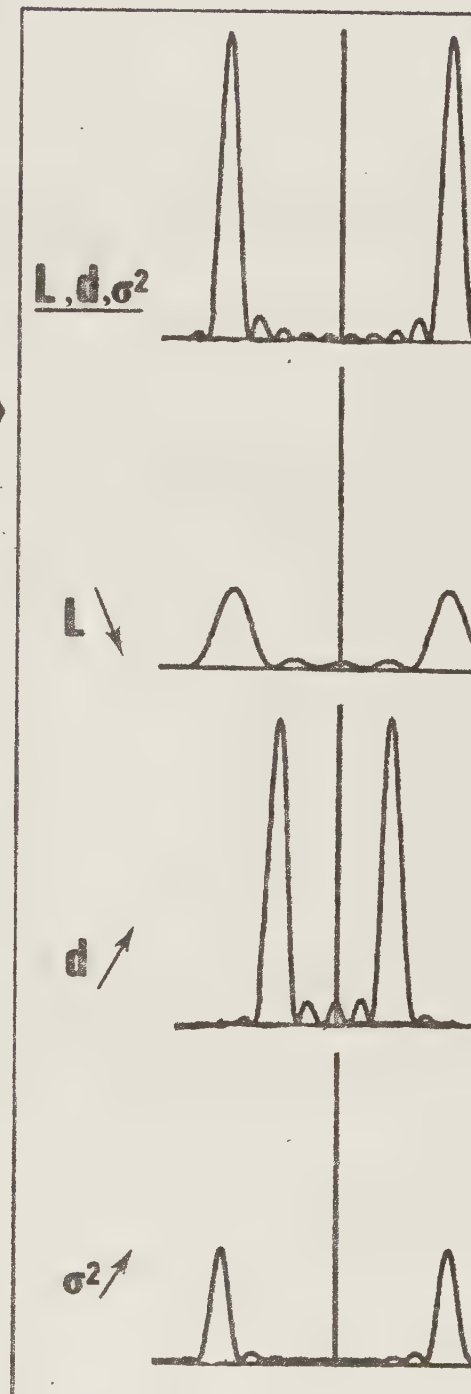
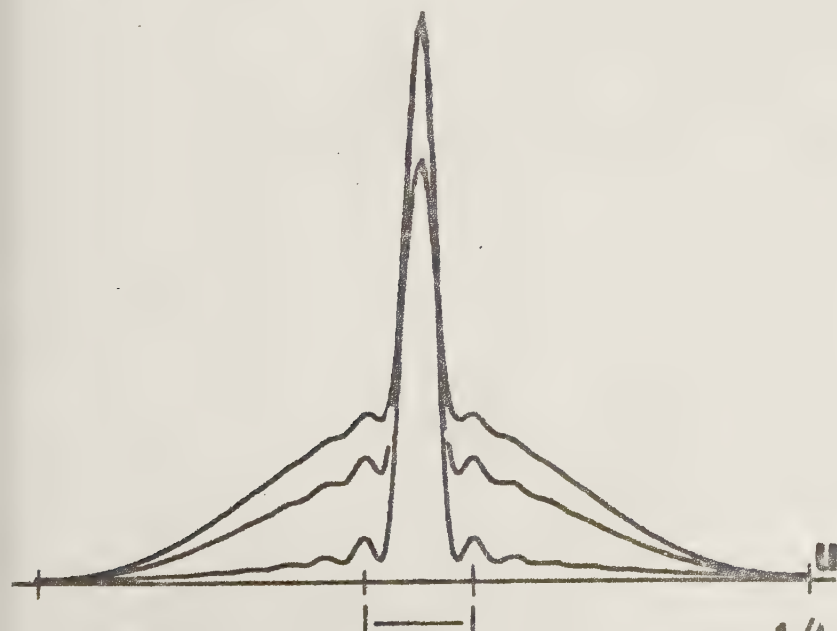
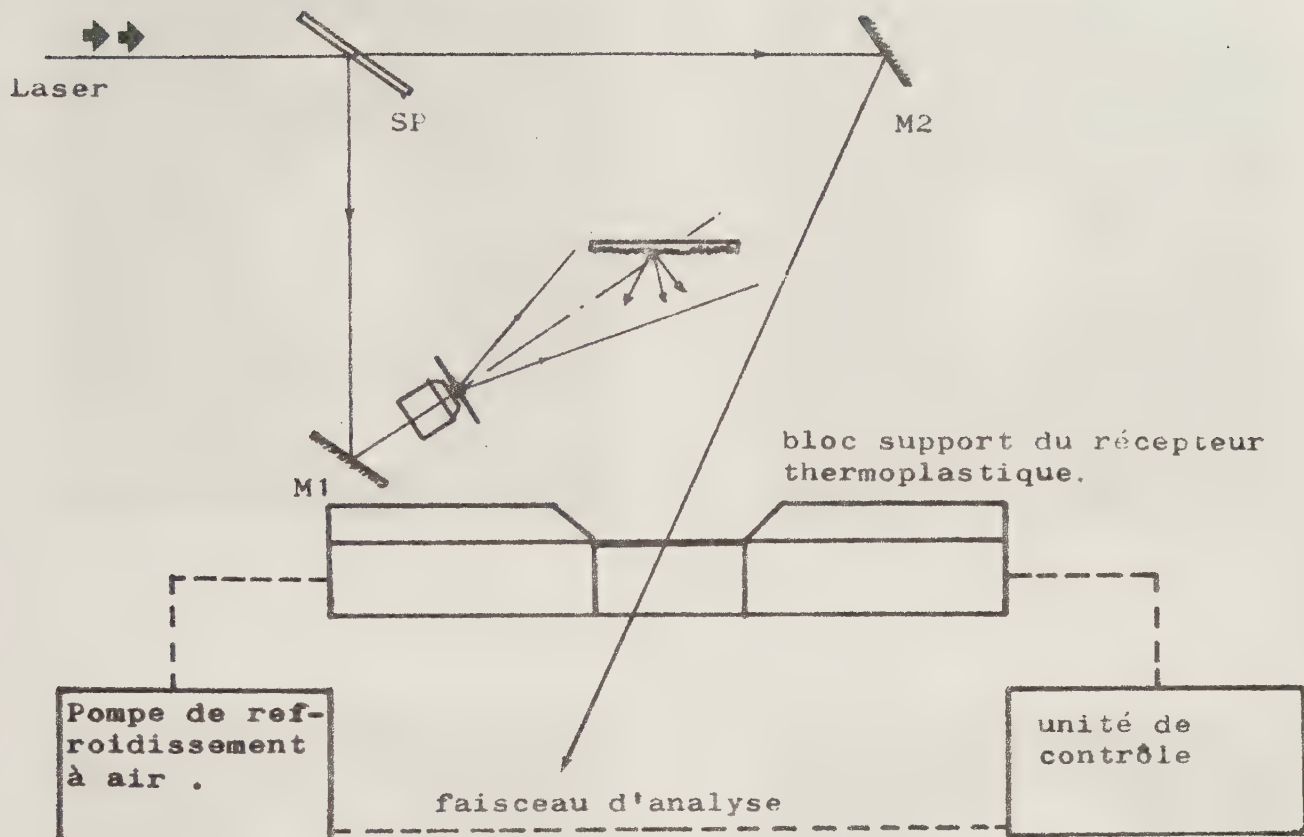


fig. III.11



SP : séparatrice ;
M1 , M2 :miroirs

Fonctions de l'unité de contrôle :

- mise sous tension du système;
- commande de l'obturateur(shutter);
- transport du film;
- réglage de la tension de sensibilisation(charge);
- " " du temps de stabilisation(pause);
- " " " " de pose de l'enregistrement;
- " " de la tension de développement(chauffage);
- " " du temps de refroidissement(fixation);
- commande de l'obturateur .

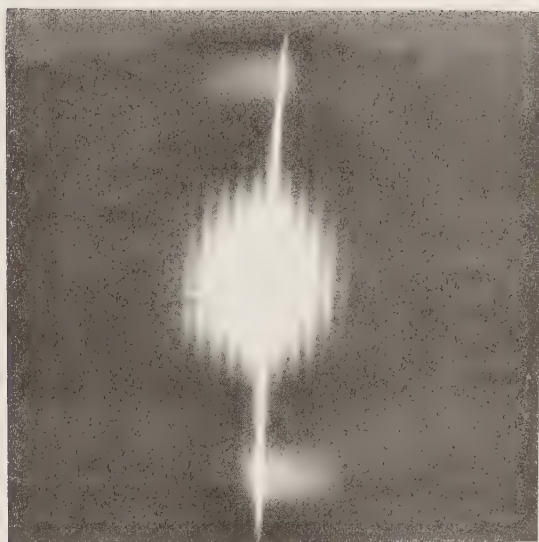
COMMANDE DU SYSTEME :- MANUELLE (intervention par étapes
successives

-AUTOMATIQUE (cycle complet) .

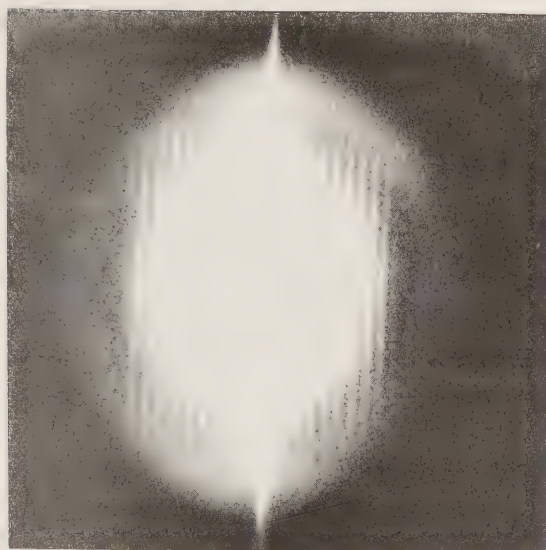
fig. III. 12 : Dispositif expérimental d'enregistrement et d'analyse spectrale par le système thermoplastique;
(ci-dessus, enregistrement de speckle à l'infini) .



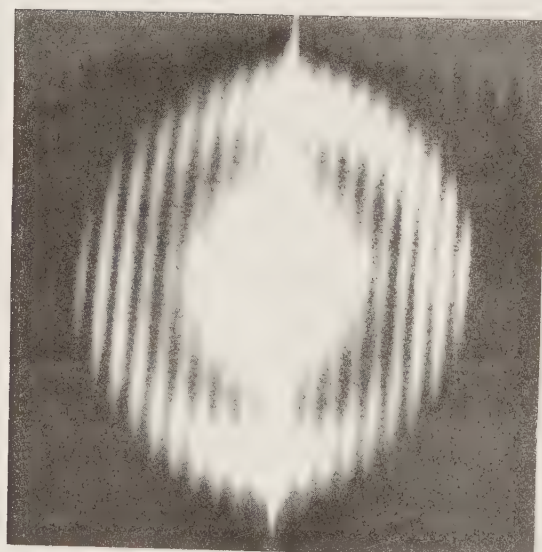
a



b



c



d

fig. III. 13 : variation de la dimension de la fonction d'autocorrélation de la pupille objet (-variation de la distance surface-récepteur); mise en évidence de la fonction de transfert du système .

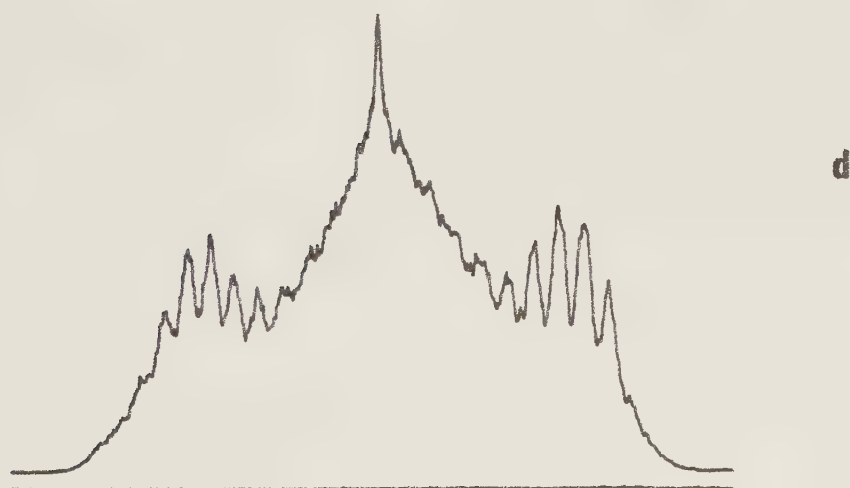
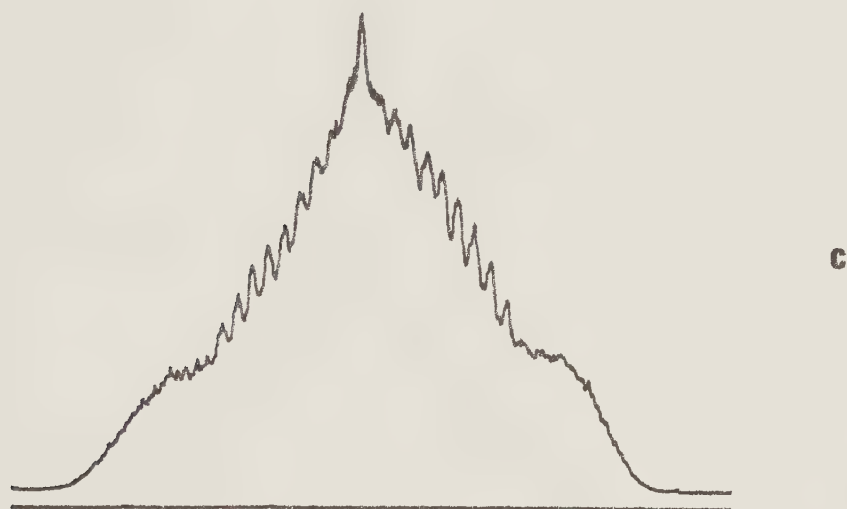
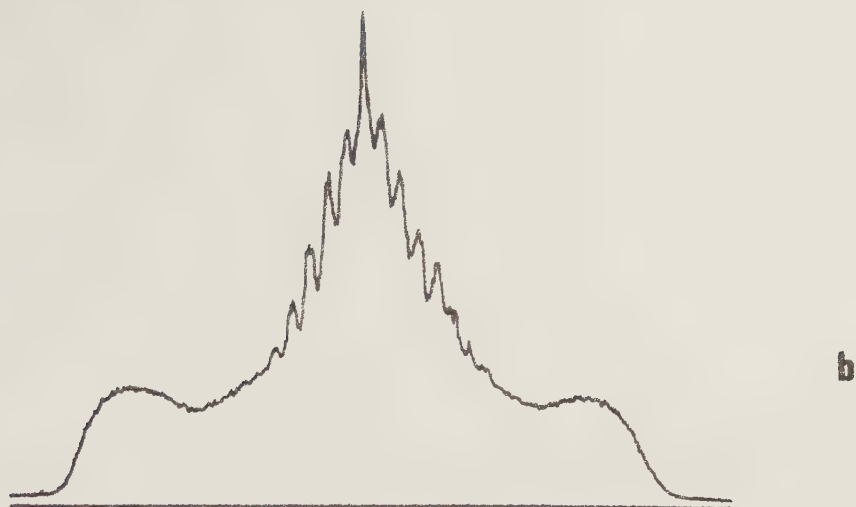


fig. III.14: Courbes densitométriques correspondantes aux enregistrements (b), (c) et (d) de la figure .
On remarque en (d) la fréquence de coupe-
-re de la modulation.

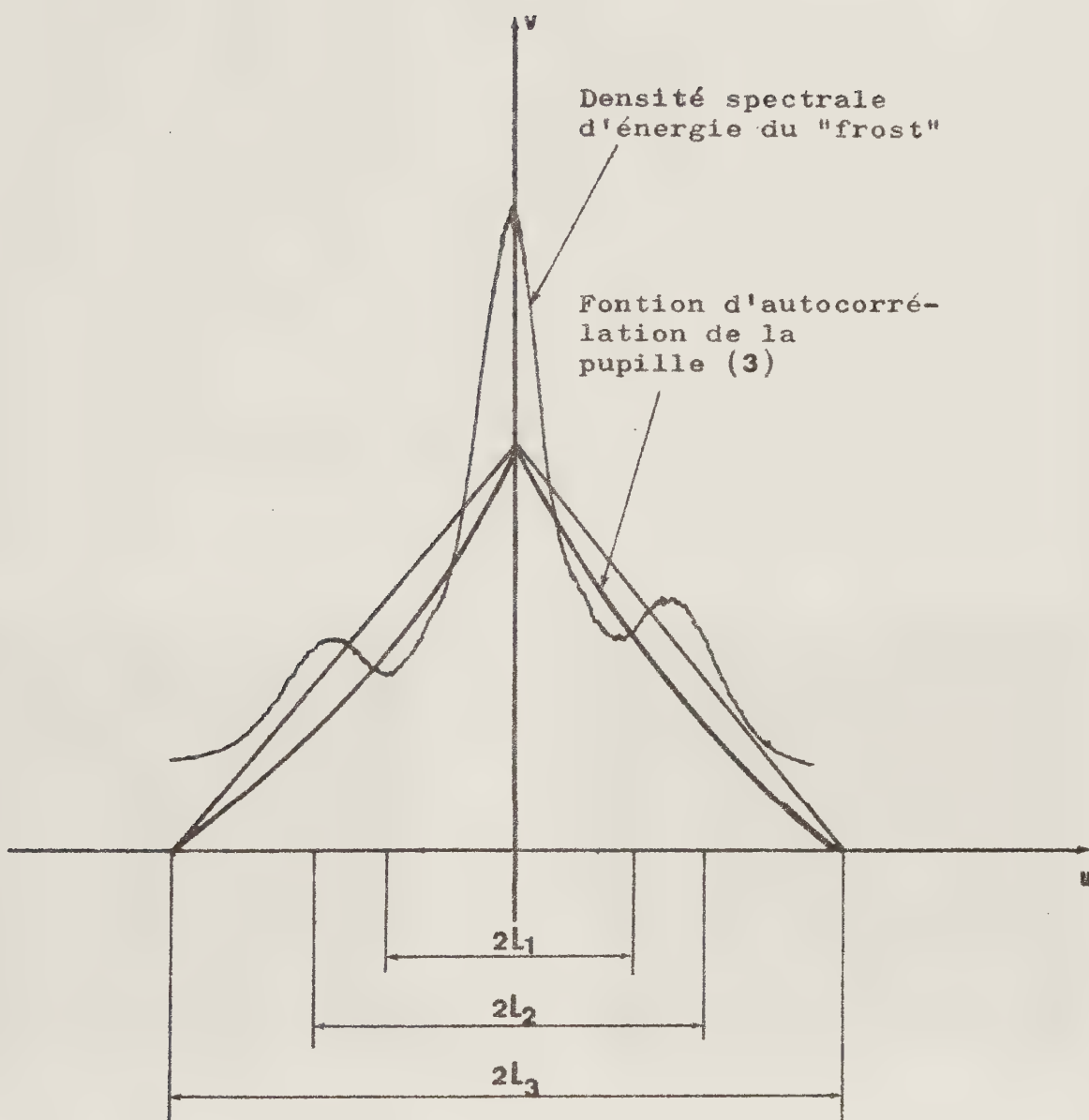


fig. III. 15

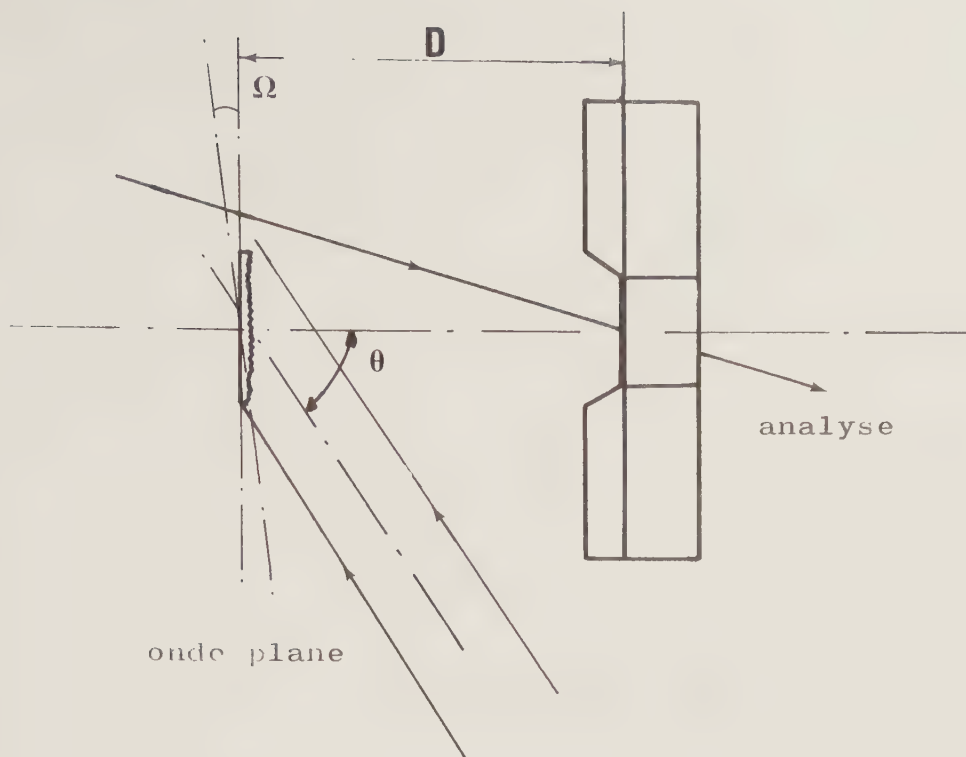
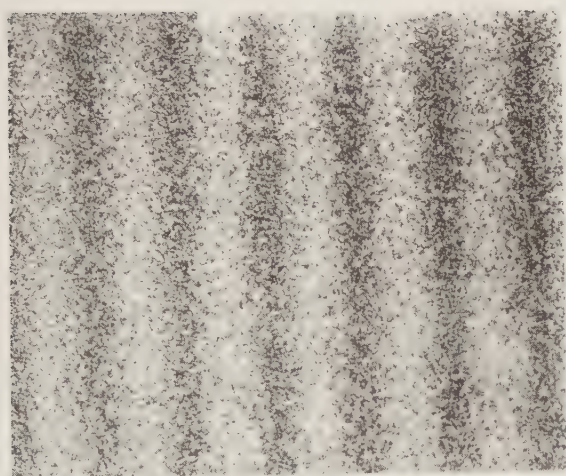
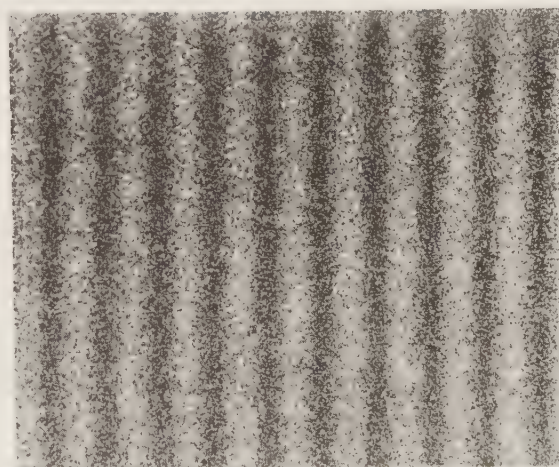


fig. III.16 : mesure de déplacement de speckle, (rotation de la surface).



a



b

$$d_u = (1 + \cos\theta) D \cdot \Omega$$

fig III.17 : Exemple de franges de rotation de surface
(a) $\Omega = 0,10 \text{ mn}$; (b) $\Omega = 0,16 \text{ mn}$

$d_u = 0,48 \text{ mm}$ $d_u = 0,78 \text{ mm}$
avec: $D = 200 \text{ mm}$ et $\theta = 60^\circ$

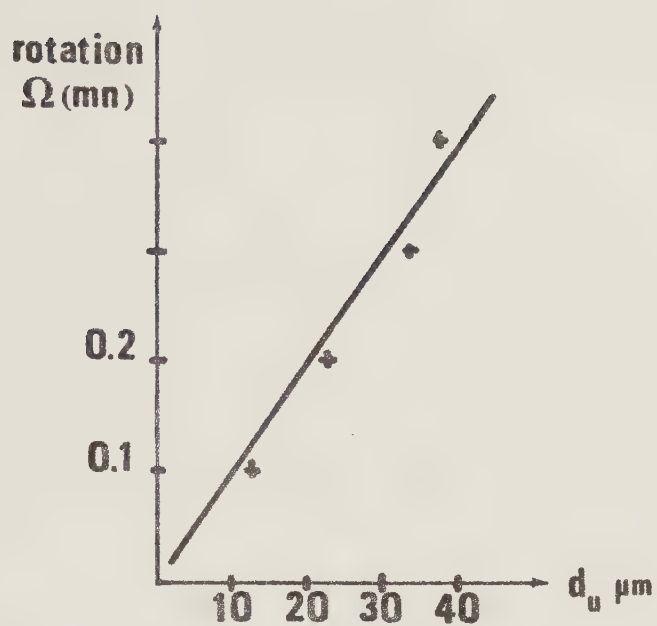


fig. III. 18

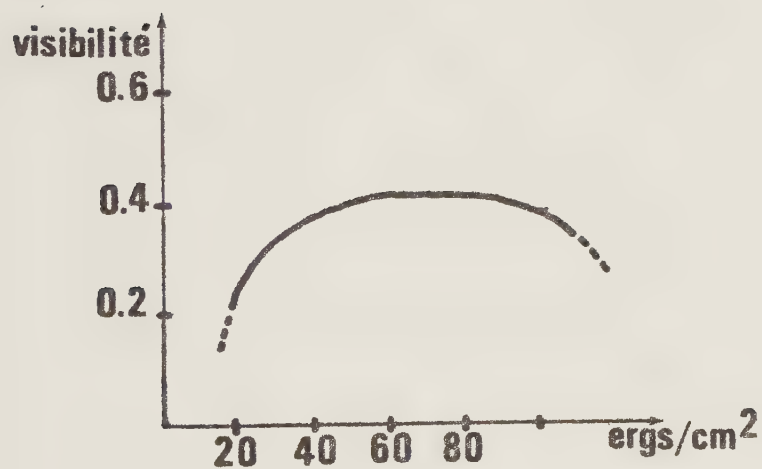


fig. III. 19

M2,M3: miroirs;
 SP1,SP2: séparatrices;
 M1 :miroir disposant d'une section
 transparente permettant ainsi une
 incidence et une observation normal
 à la surface moyenne
 (détermination de la pente réelle)

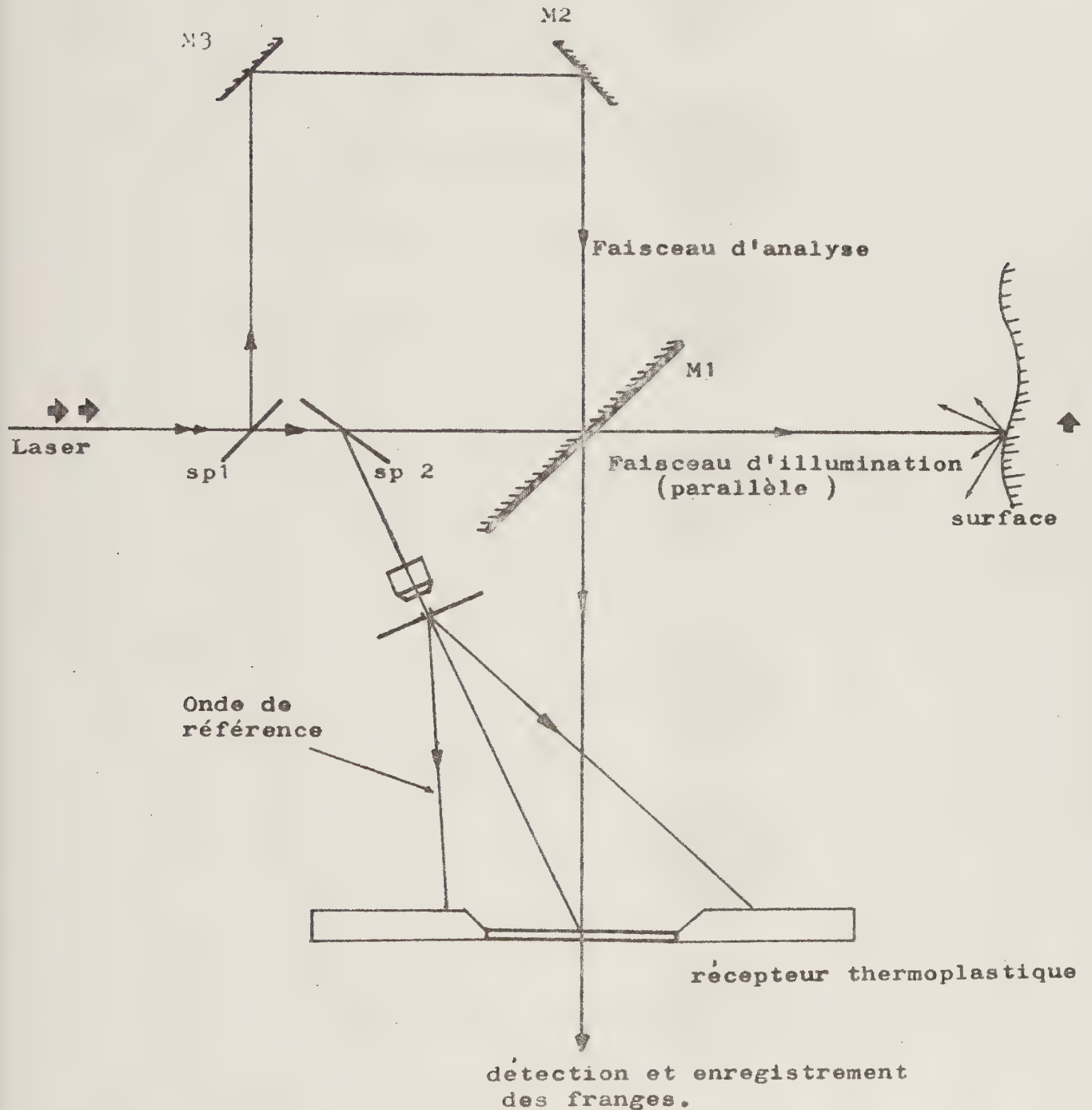


fig. III. 20

: Enregistrement d'un hologramme à deux longueurs
 d'onde, analyse et observation dans l'ordre zero.

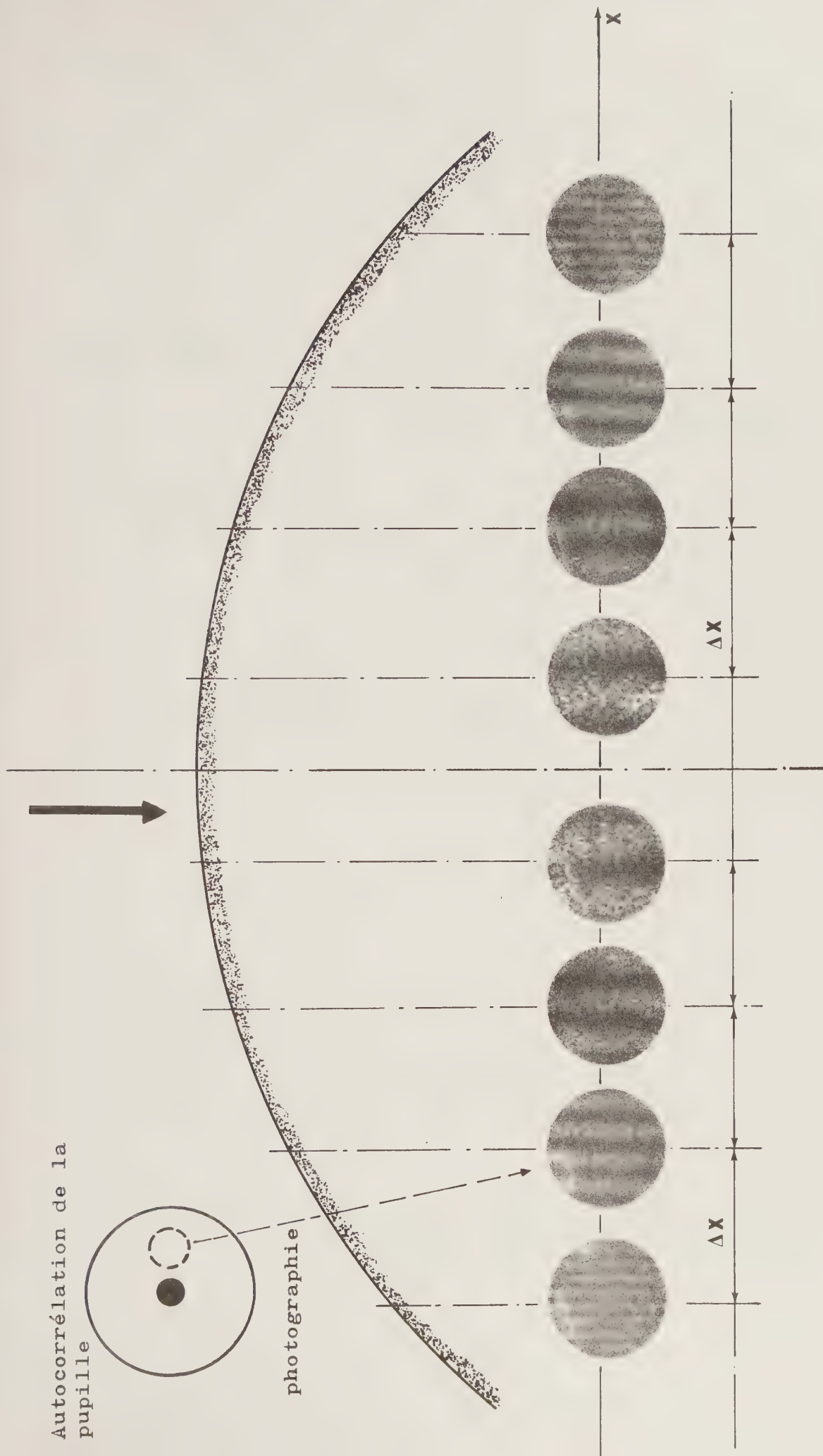
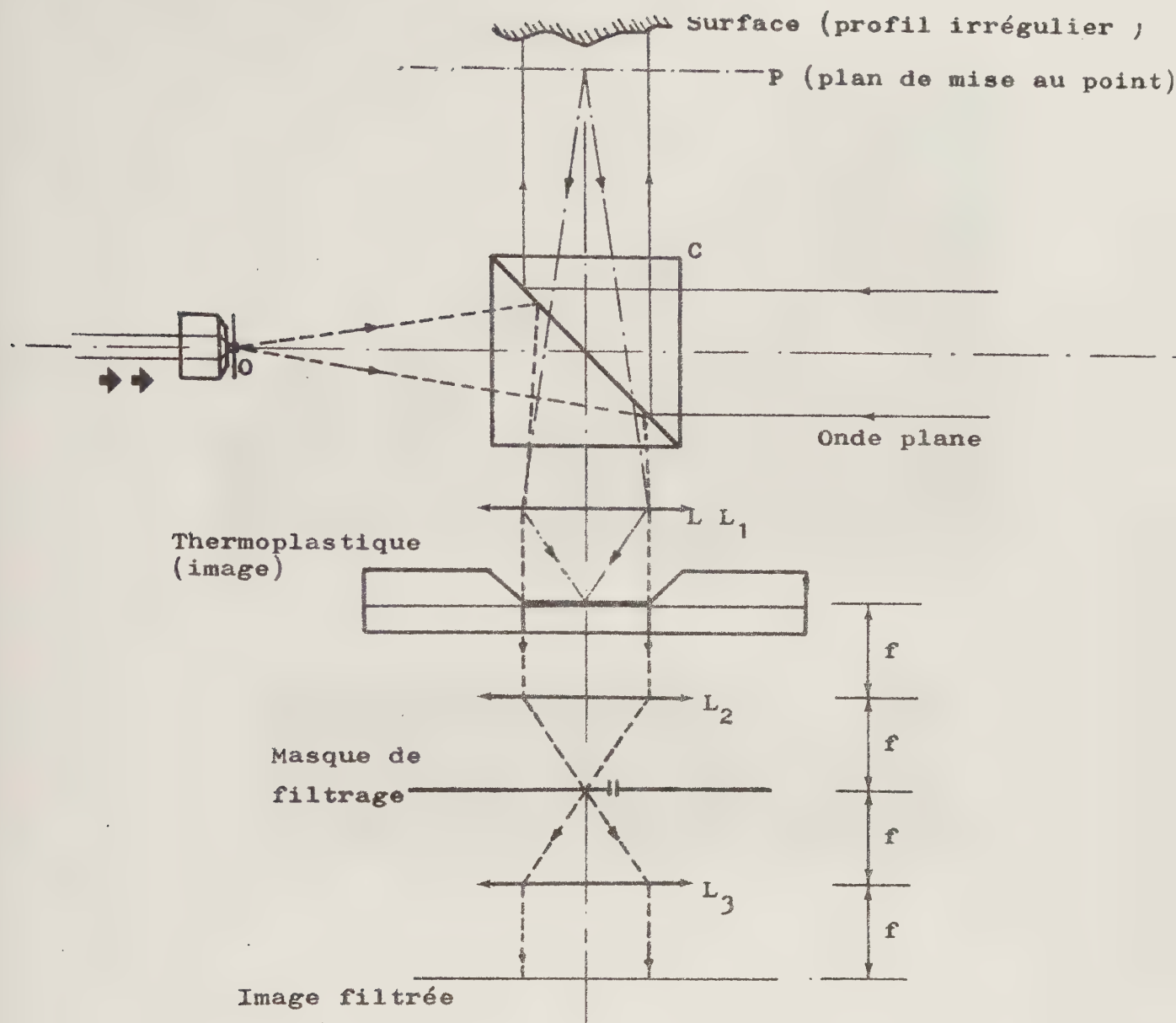
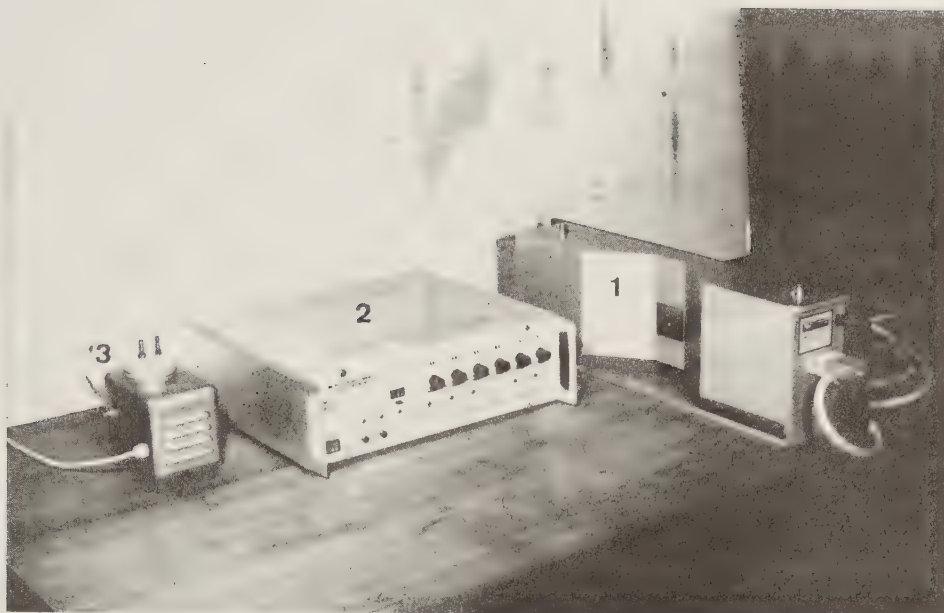


fig III. 21 : Expérience de mesure du rayon de courbure par la méthode de propagation libre de speckle (speckle à l'infini);
 $D = 200 \text{ mm}$; $\Delta\lambda = 10 \text{ \AA}$; $\Delta X = 20 \text{ mm}$;
 rayon obtenu, $r = 300 \text{ mm}$.



- Le point source O se trouve dans le plan focal de la lentille L₁ ;
- C : cube séparateur ;
- L₁ : lentille d'imagerie (plan P - plan du récepteur)
- L₂, L₃ : lentilles de même focale f du dispositif à double diffraction .

fig. III. 22 : Dispositif d'enregistrement et filtrage instantané appliqué à la méthode de contrôle de forme par speckle-image défocalisé.



- 1 - Récepteur thermoplastique (film électrophotographique + dispositif électrique d'enregistrement);
- 2 - Unité de contrôle(commande manuelle ou automatique);
- 3 - Pompe de refroidissement à air;
- 4 - Vue de derrière du système, observation de l'obturateur.

fig. III.23: Vue d'ensemble du système thermoplastique.

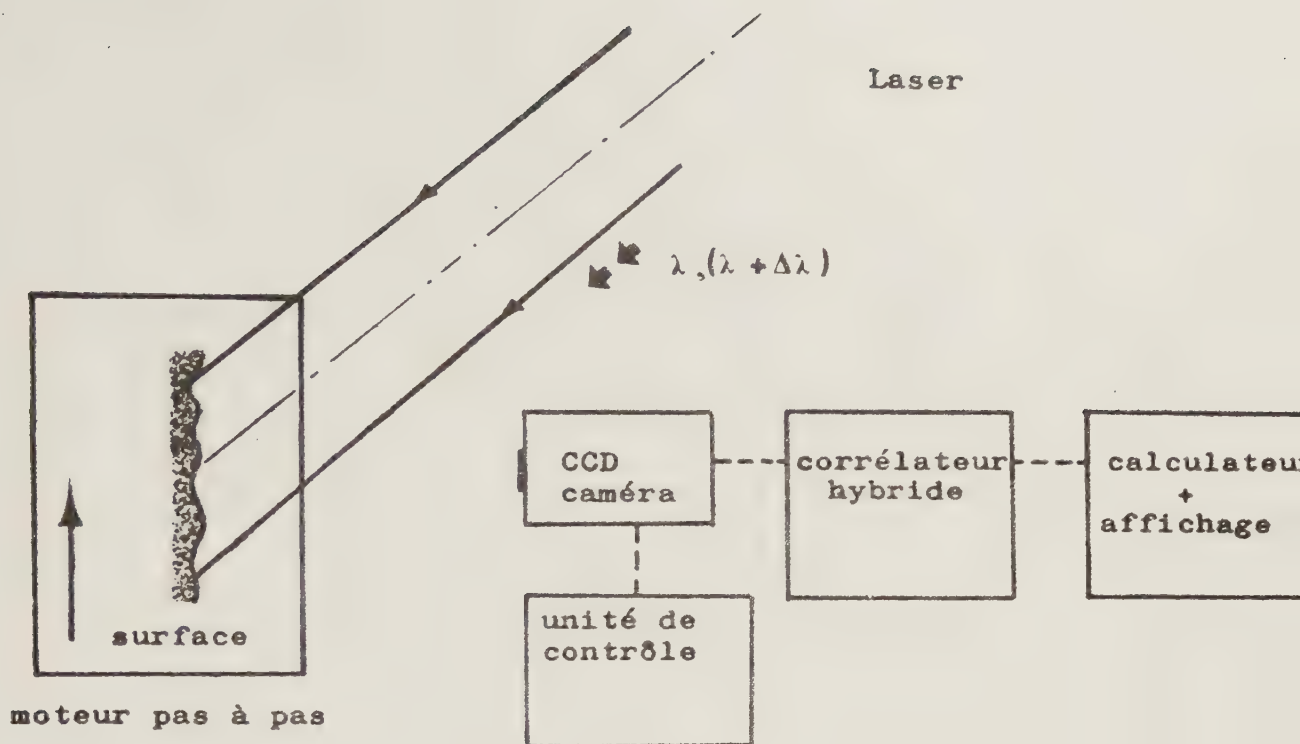


fig. IV. 1 : dispositif expérimental de contrôle de forme en temps réel (schéma de principe).

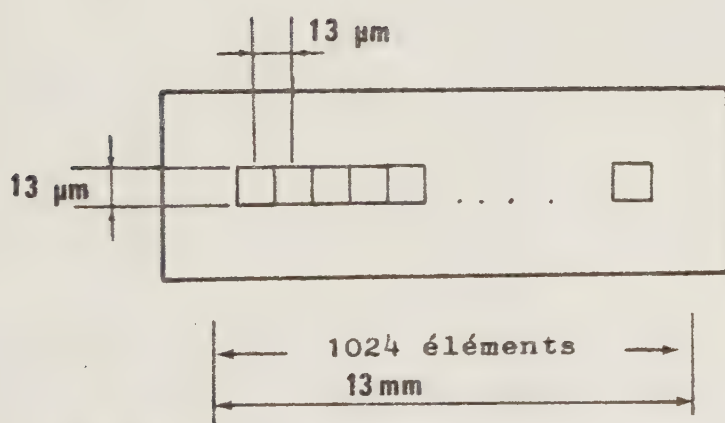


fig. IV. 2 : barrette de photodiodes (1024 éléments) modèle CCD 131 , constituant la surface photosensible de la caméra CCD 1300 .

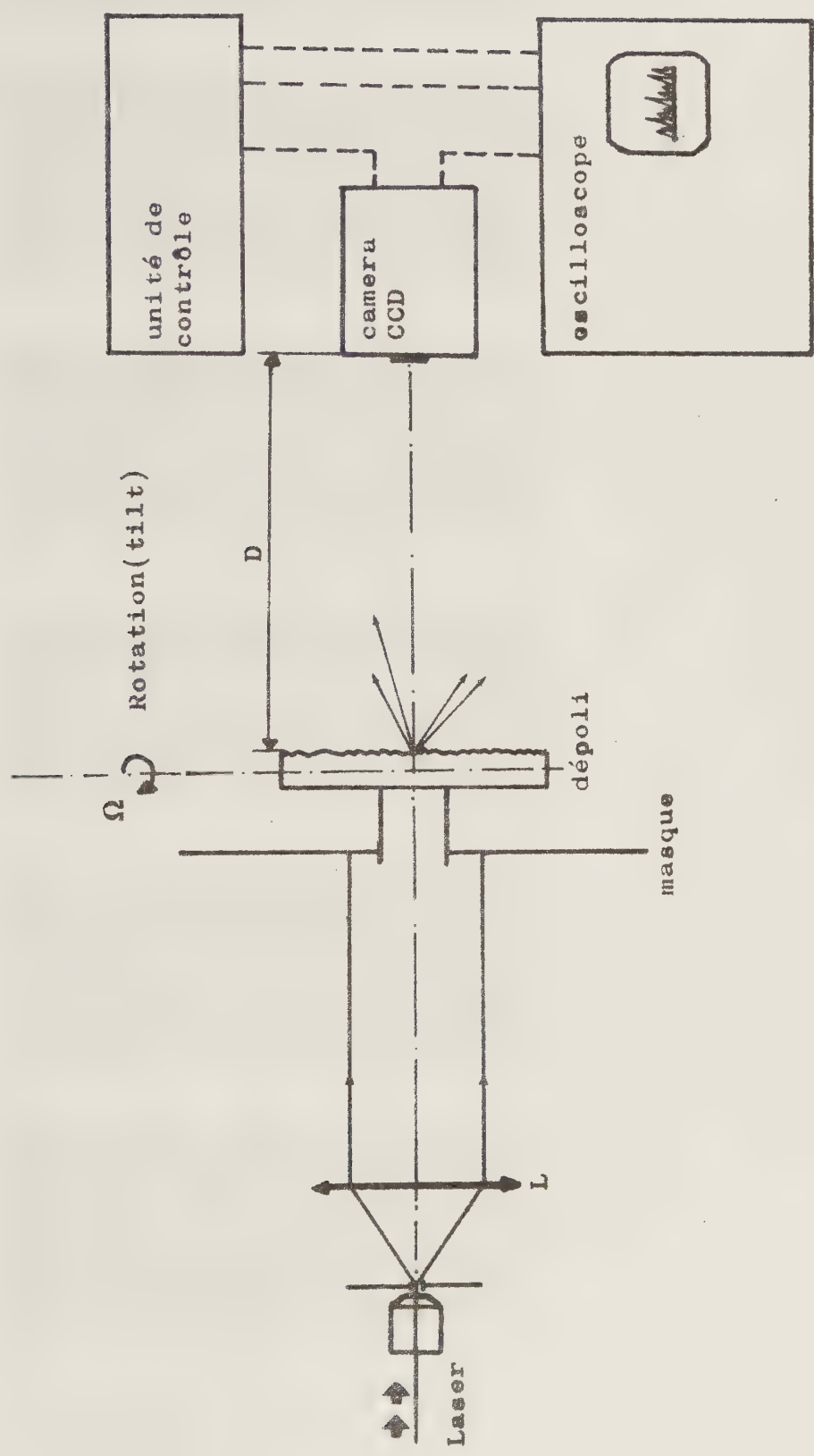
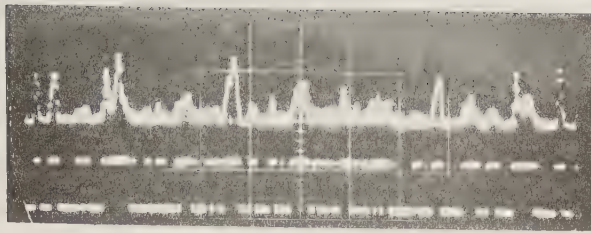
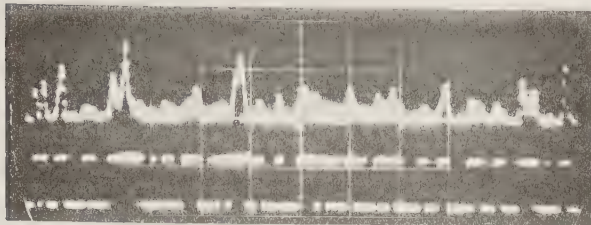


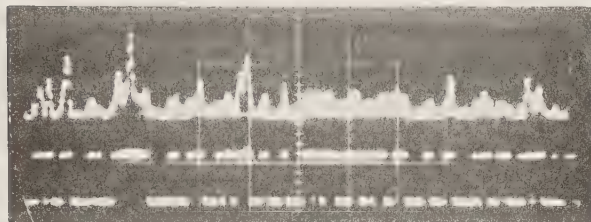
fig.IV.3 : Etude du déplacement de speckle par le système CCD, dispositif expérimental .



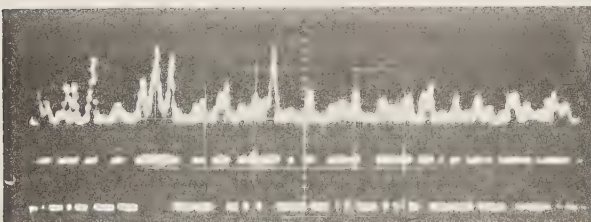
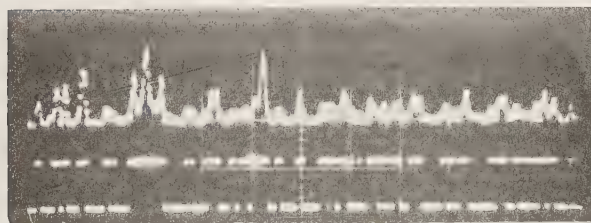
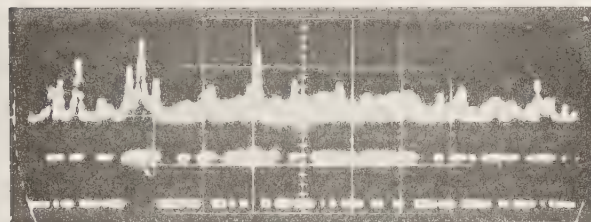
$\Omega = 0^\circ$ (référence)



$\Omega = 0,1^\circ$

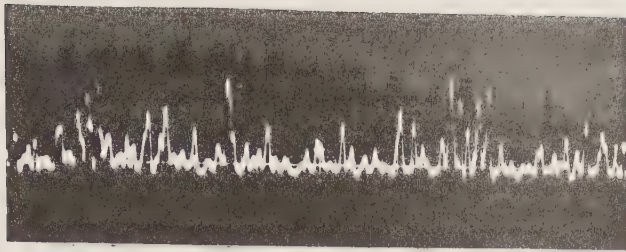


$\Omega = 0,2^\circ$

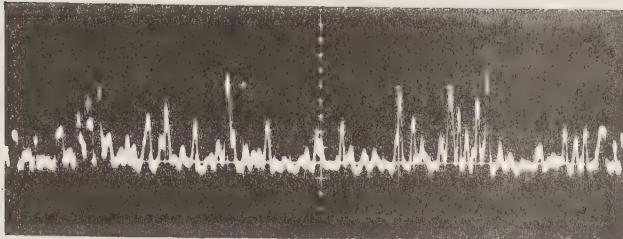


$\Omega = 0,5^\circ$

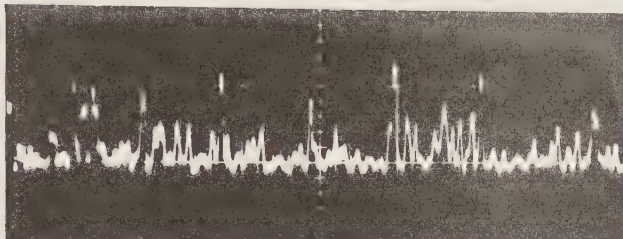
fig. IV. 4 : Rotation de la surface (tilt), mesure de l'amplitude de déplacement du speckle dans le plan du photodétecteur par l'intermédiaire du signal video .
D = 300mm .



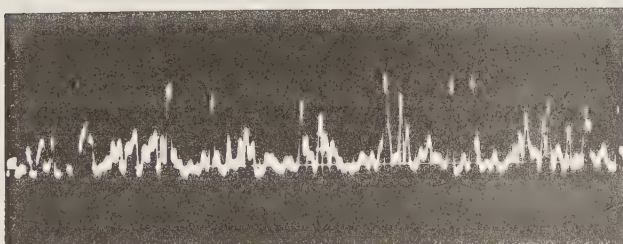
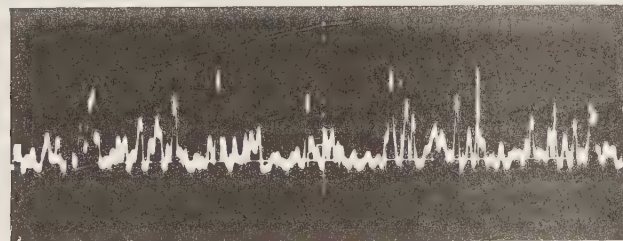
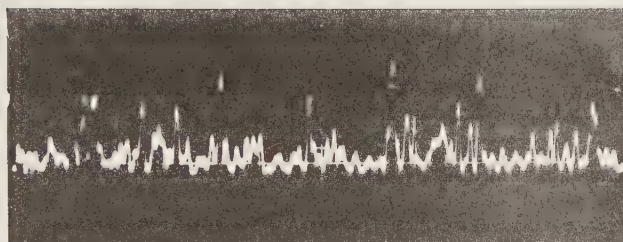
$\Delta\lambda = 0 \text{ \AA}$ (référence)



$\Delta\lambda = 10 \text{ \AA}$



$\Delta\lambda = 20 \text{ \AA}$



$\Delta\lambda = 50 \text{ \AA}$

fig.IV. 5 : Changement de longueur d'onde, mesure de l'amplitude de déplacement du speckle dans le plan du photodétecteur par l'intermédiaire du signal video; $D = 300\text{mm}$; $d = 120\text{mm}$; $\langle\lambda\rangle = 5600 \text{ \AA}$.

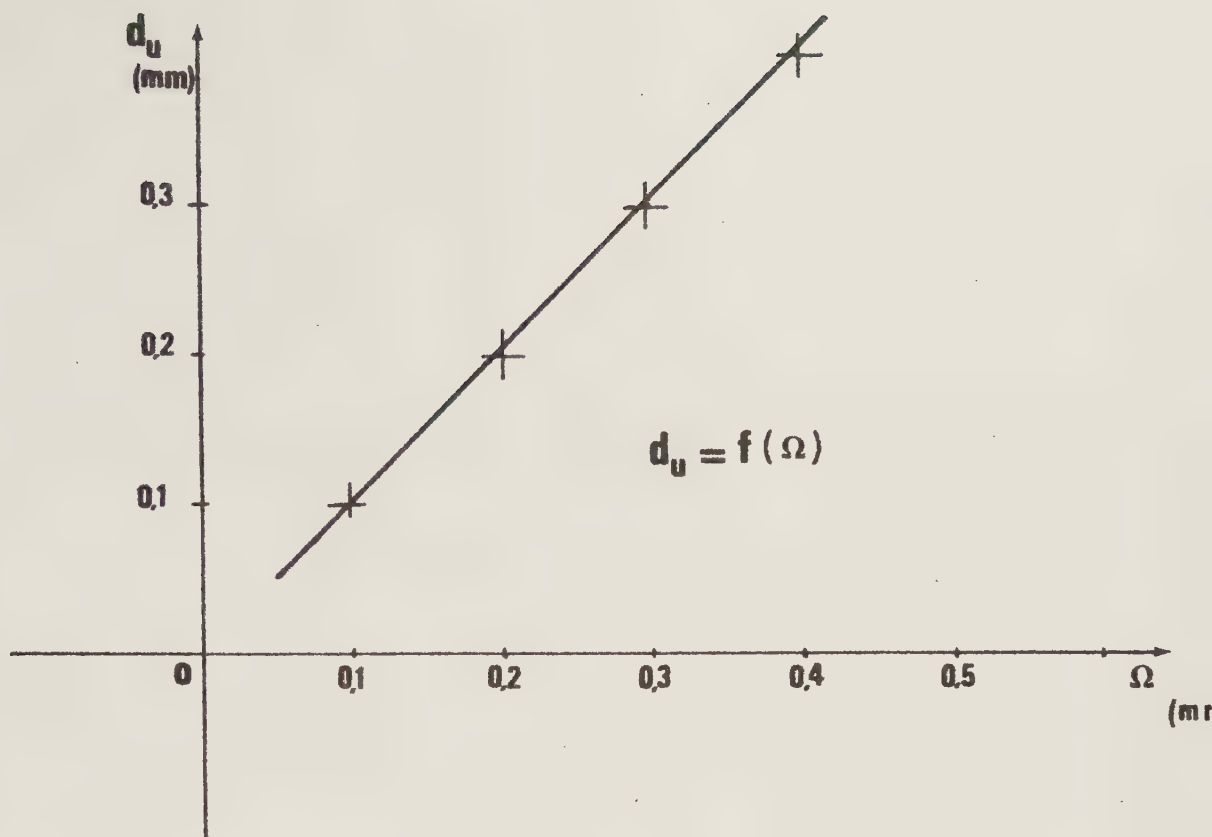


fig.IV. 6 : Rotation de la surface (tilt), courbe théorique $d_u = f(\Omega)$ et valeurs expérimentales correspondantes .

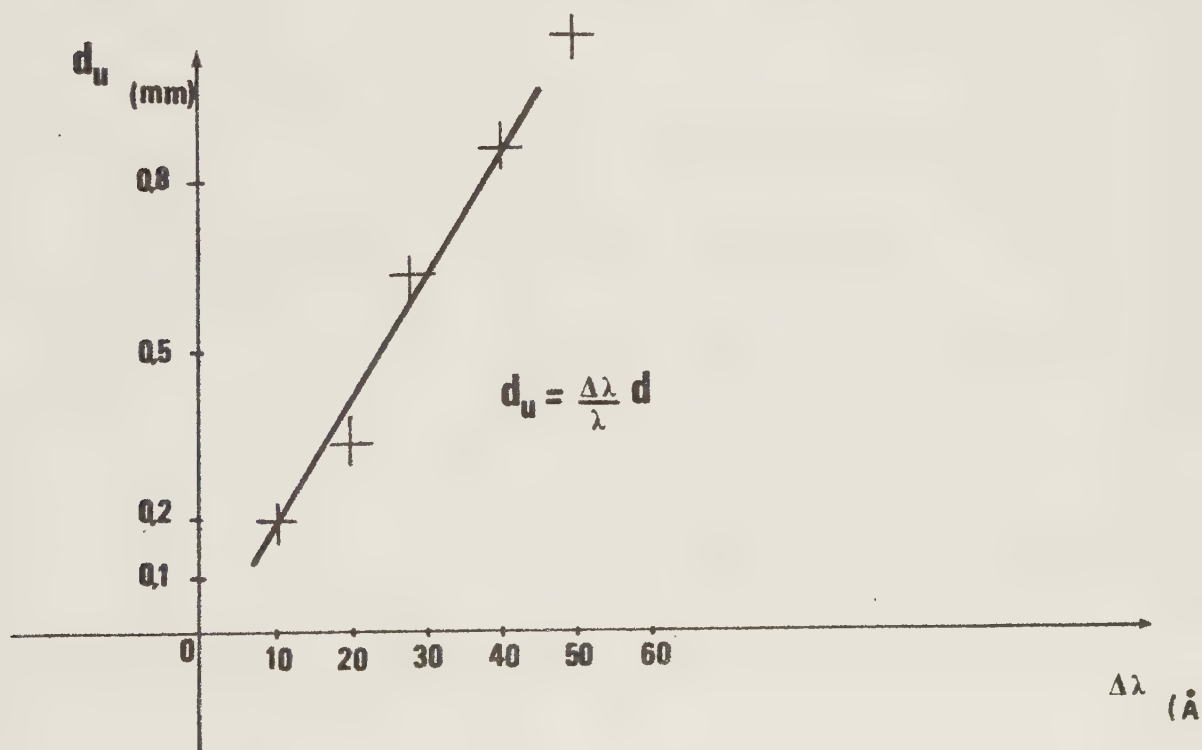


fig.IV. 7 : Changement de longueur d'onde, courbe théorique $d_u = f(\Delta\lambda)$ et valeurs expérimentales correspondantes .

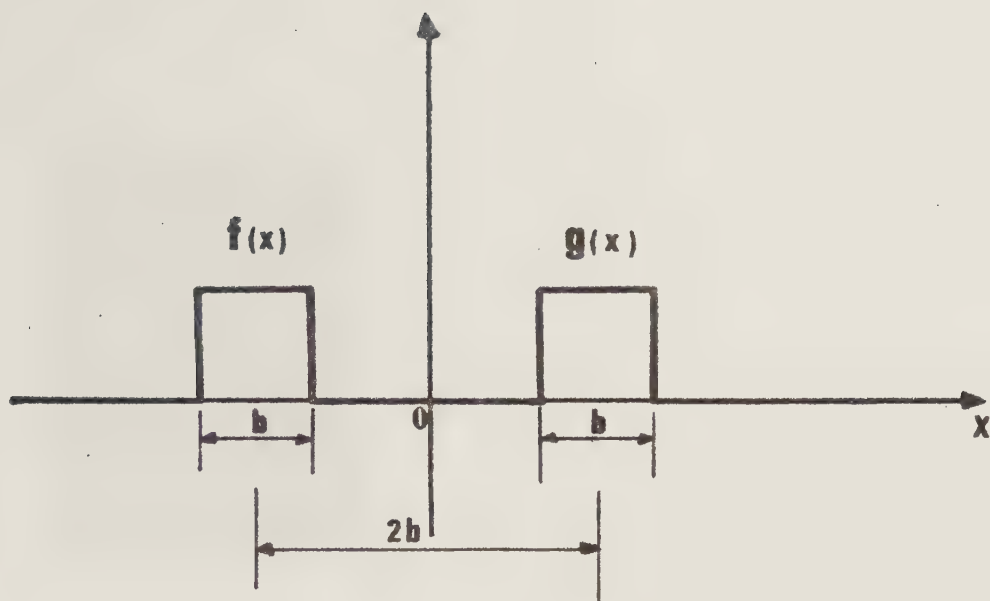


fig. IV. 8 : Fonctions d'entrée $f(x)$ et $g(x)$ dans le plan P_0 .

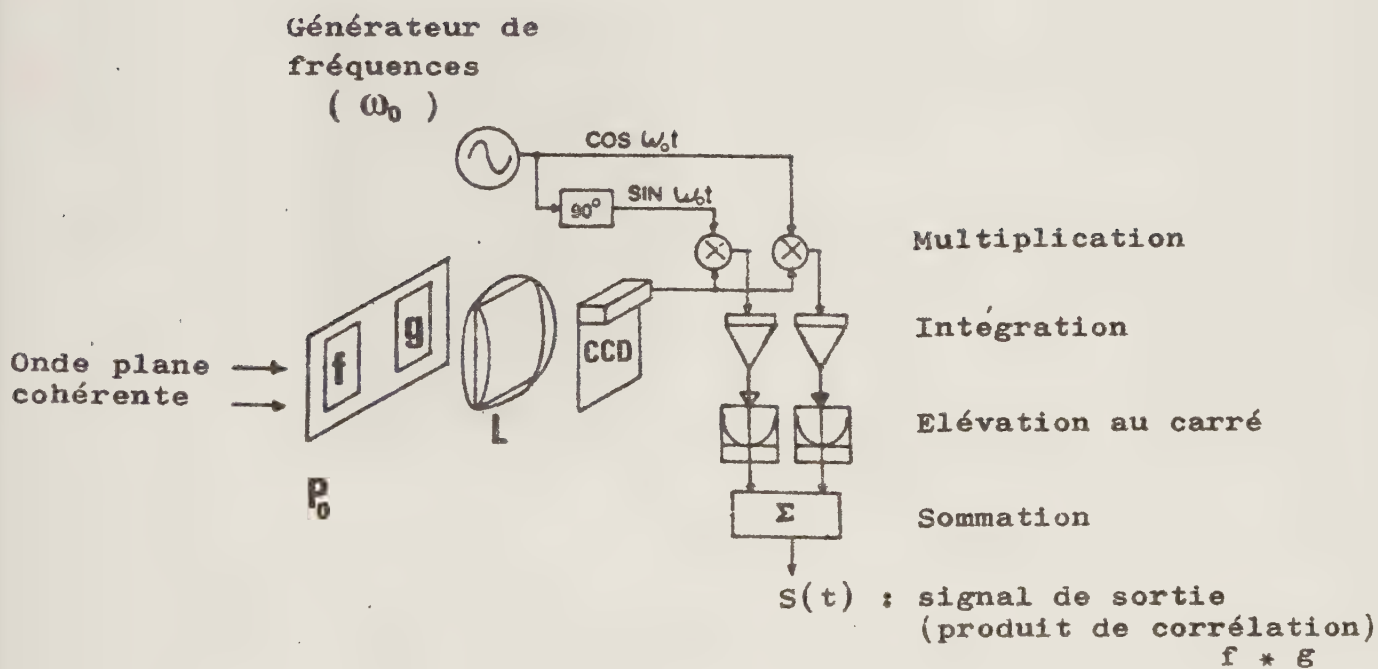
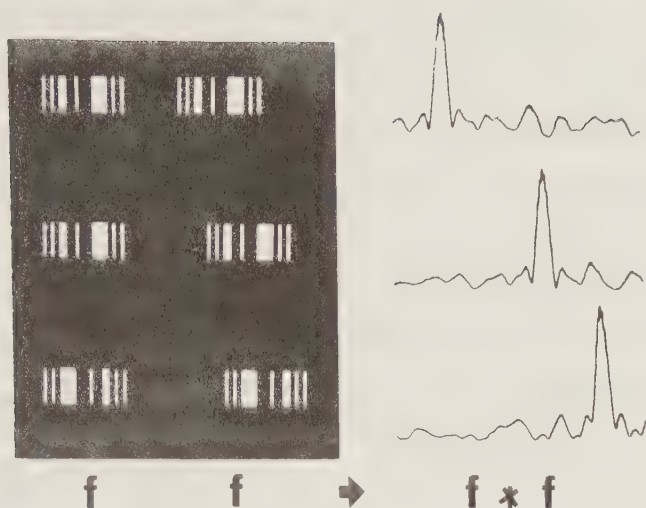
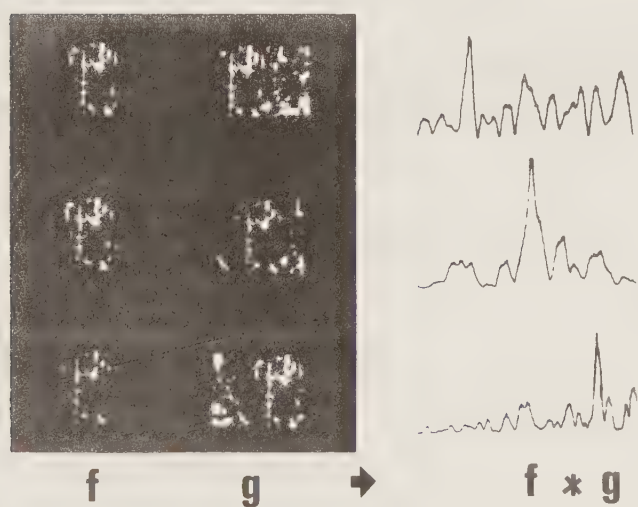


fig. IV.9 : Schéma de principe du corrélateur hybride .



a : Fonction d'autocorrélation d'une pupille, la variation de l'écartement des fonctions provoque un déplacement proportionnel du pic de corrélation .



b : Application du corrélateur à la reconnaissance de formes; le pic de corrélation localise le détail commun aux deux fonctions .

fig. IV. 10

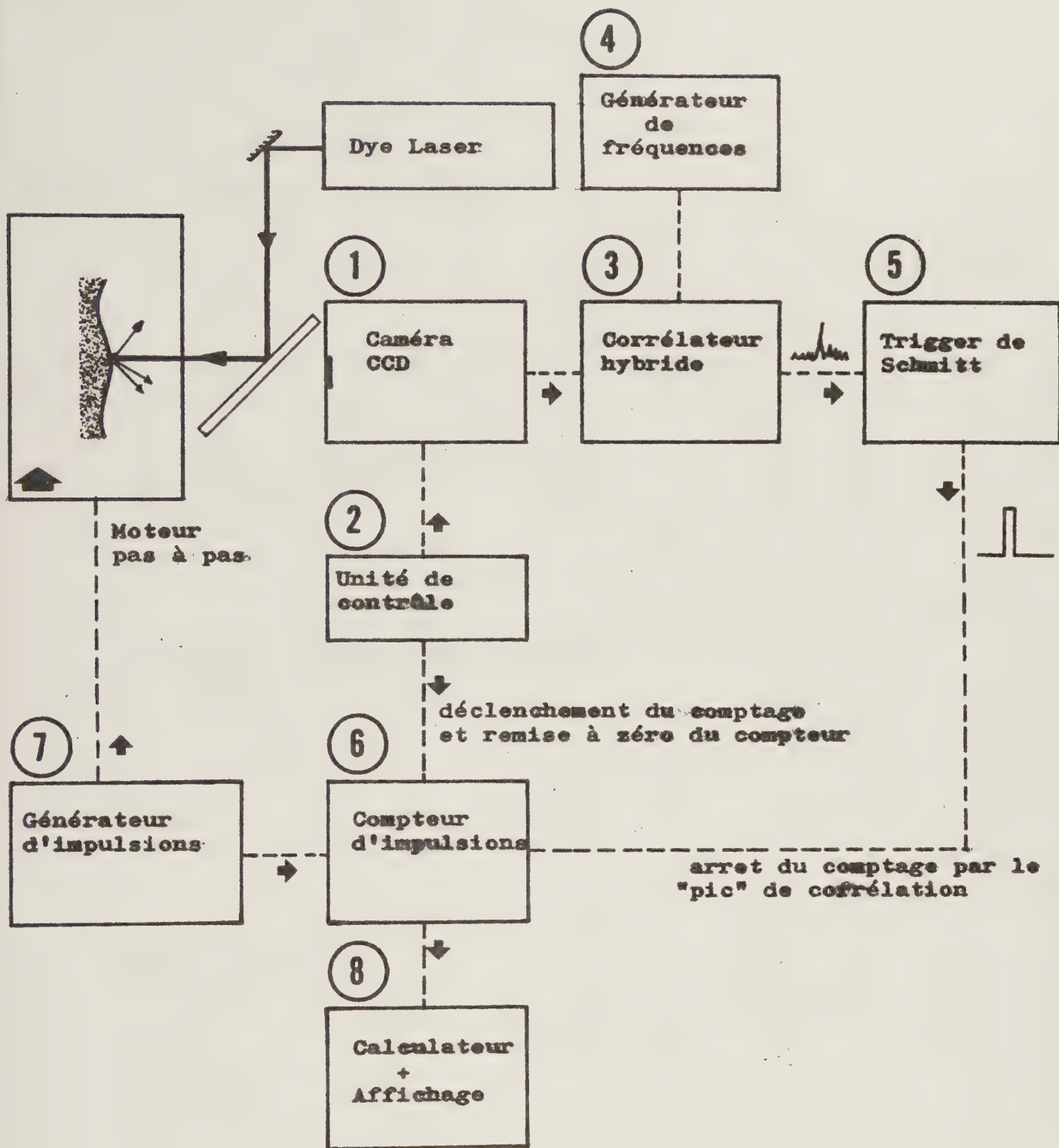
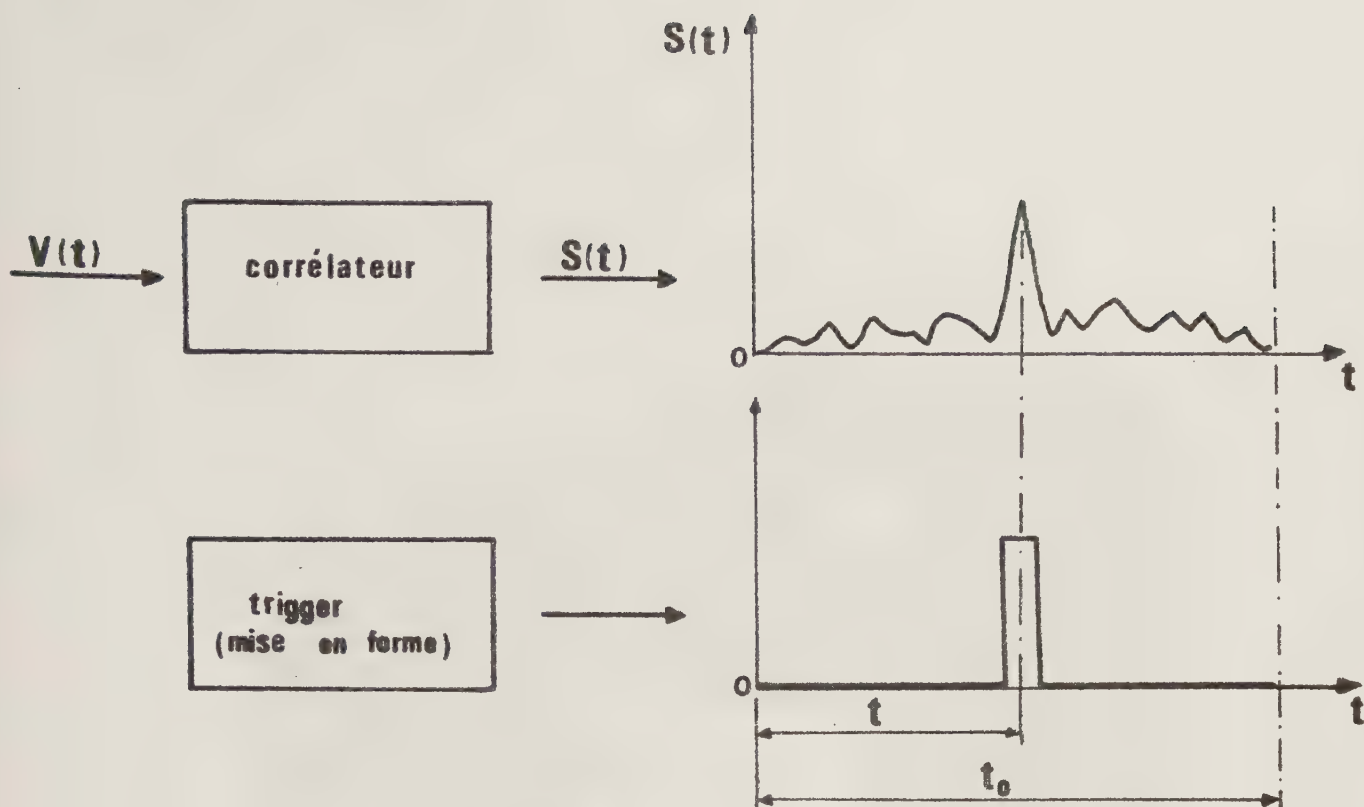


fig IV.11 : Schéma de principe du dispositif optoélectronique de contrôle de forme en temps réel.



t_0 : temps de balayage-ligne de la caméra

t : position du pic

méthode d'exploitation :

$$\Delta t = t_2 - t_1 \rightarrow n \text{ pixels}$$

$$n = f(d_u)$$

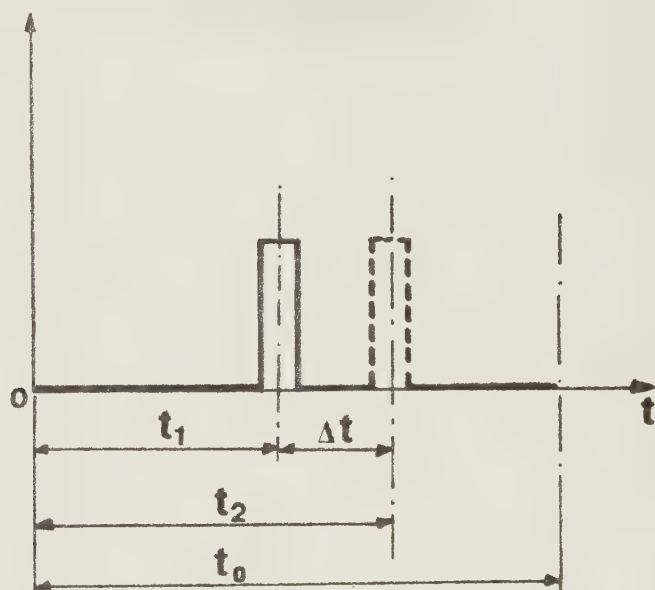
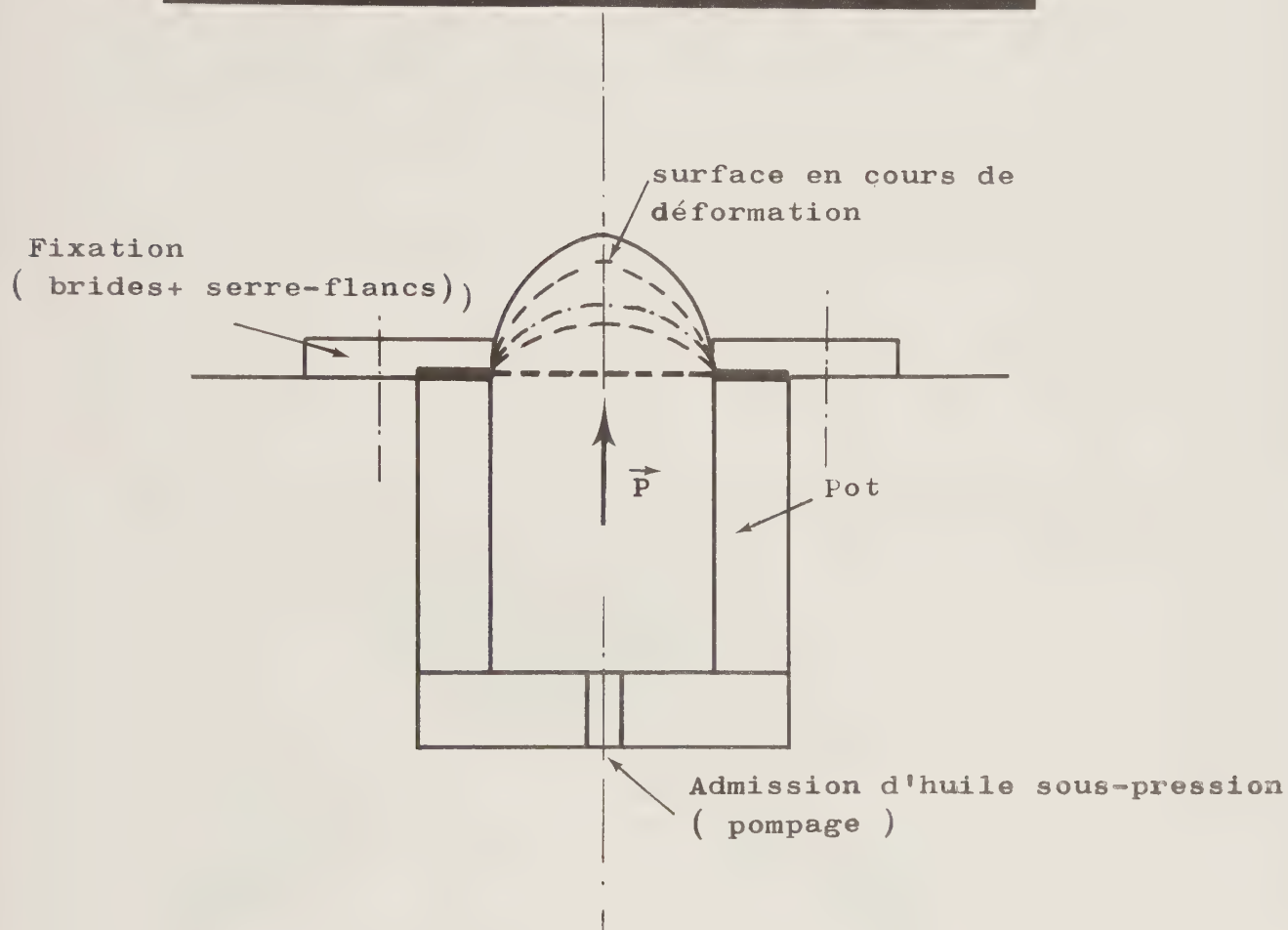
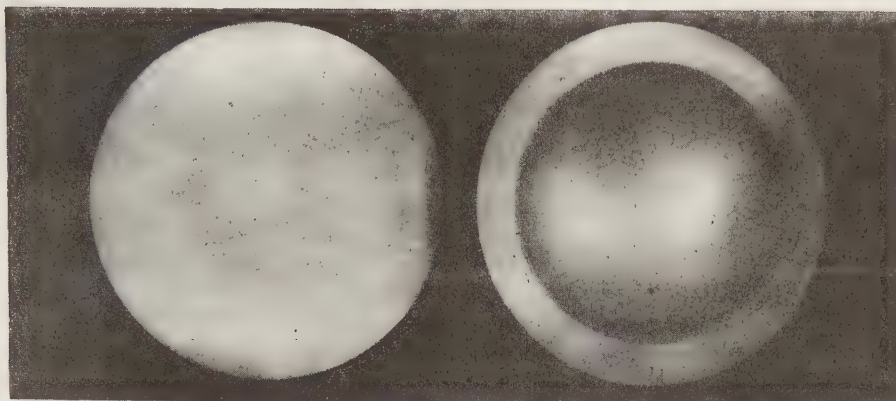


fig.IV.12 : Méthode d'exploitation du signal de corrélation pour la technique ponctuelle de contrôle de forme.



- 1-Caméra CCD;
- 2-Unité de contrôle de la caméra;
- 3-Oscilloscope de visualisation du signal analogique;

fig.IV.13 : Vue d'ensemble du système CCD .



Déformation de coques minces de révolution
par pression hydraulique.

fig. 1

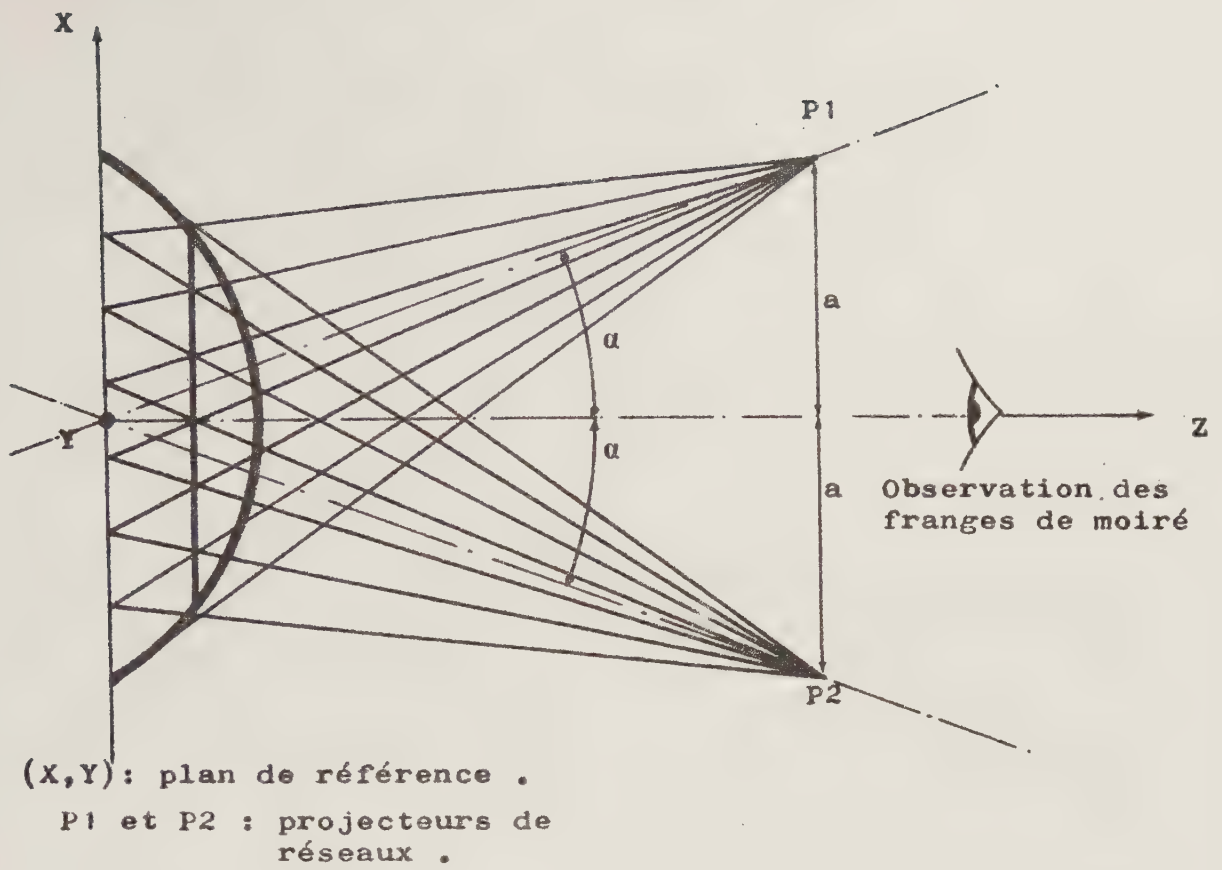


fig. 2

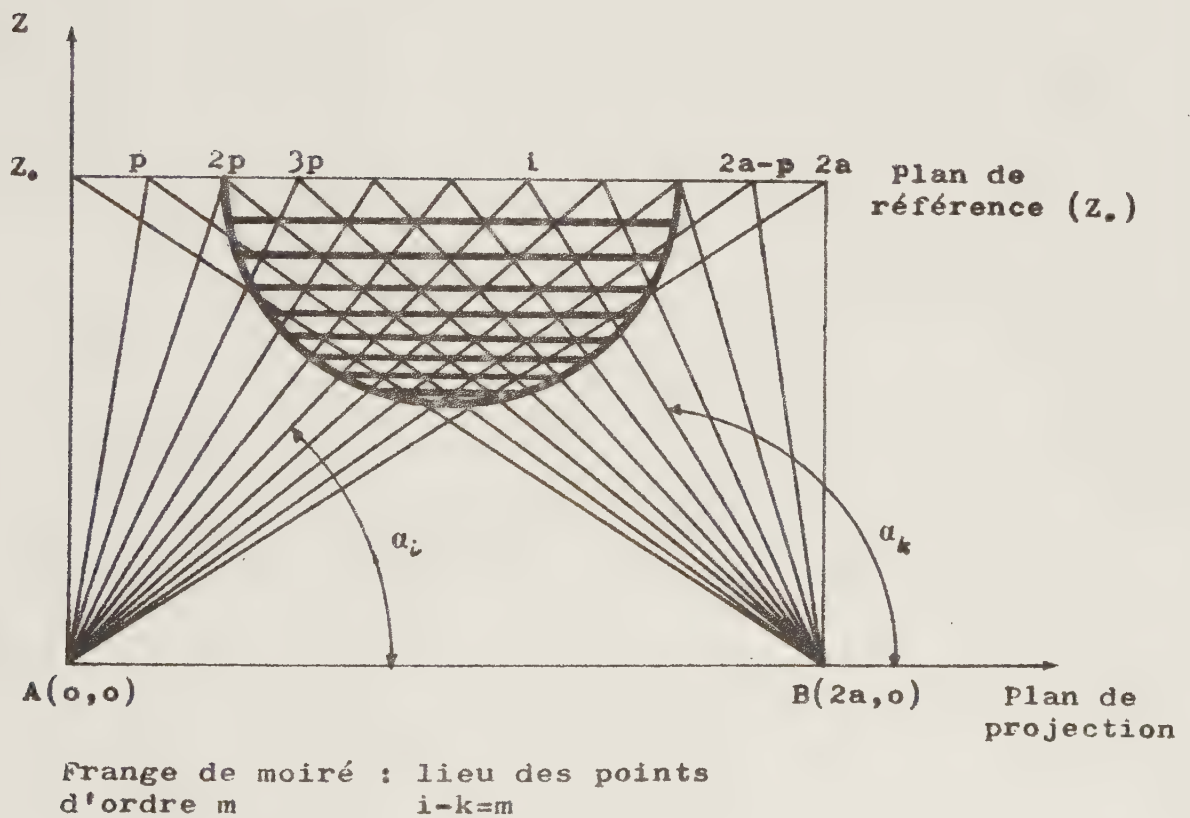
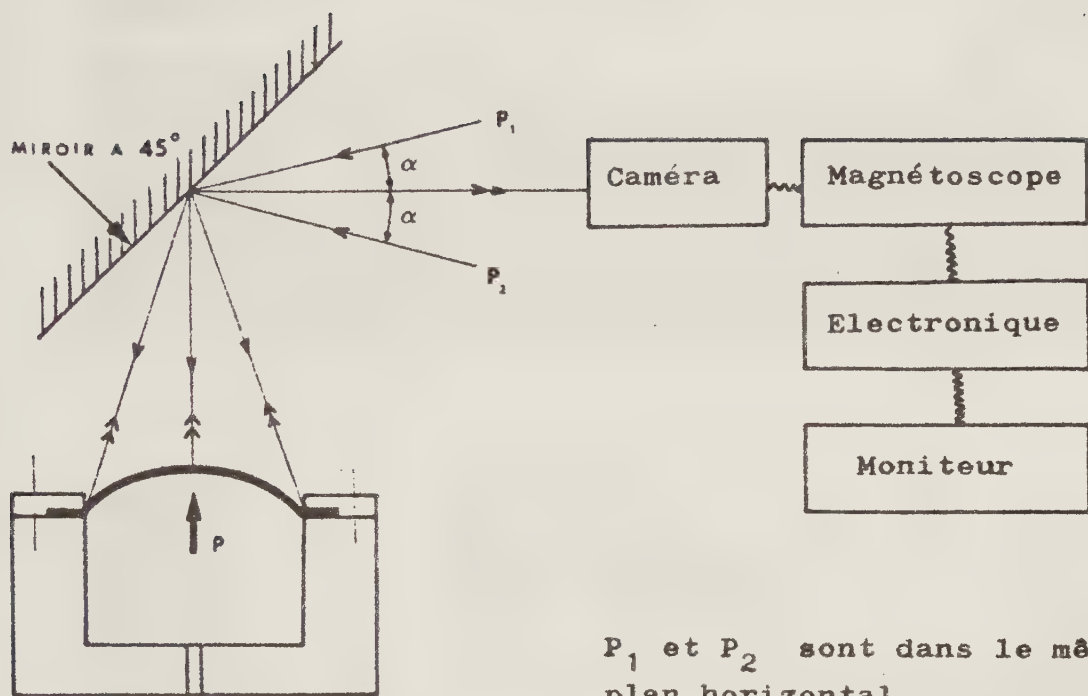


fig. 3



P_1 et P_2 sont dans le même plan horizontal

fig. 4

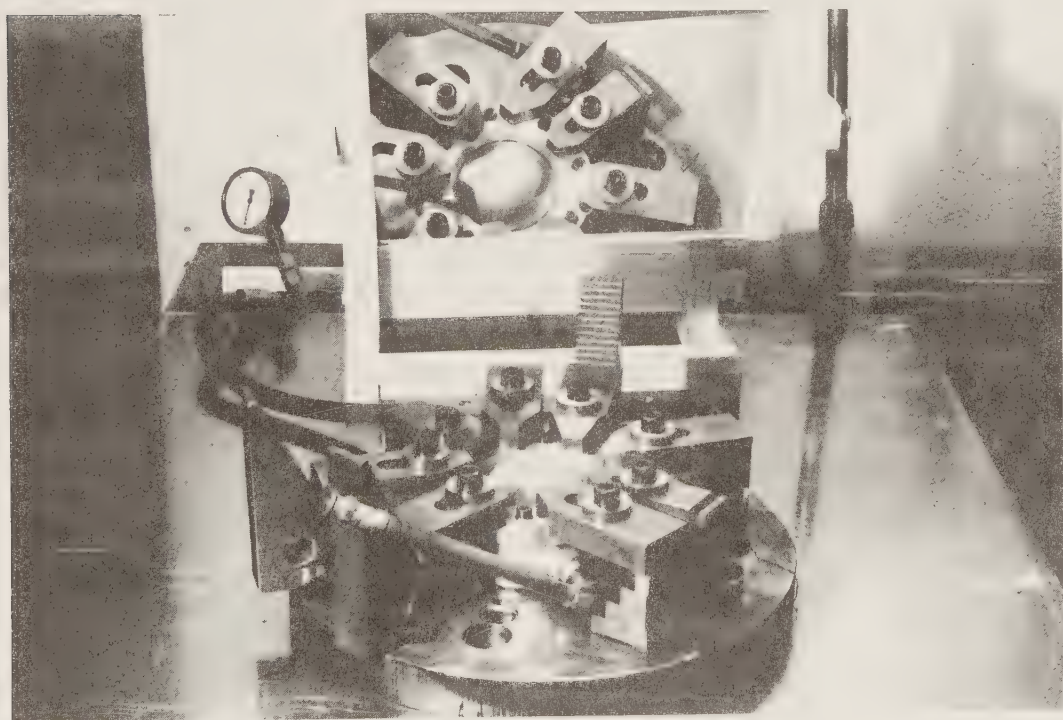
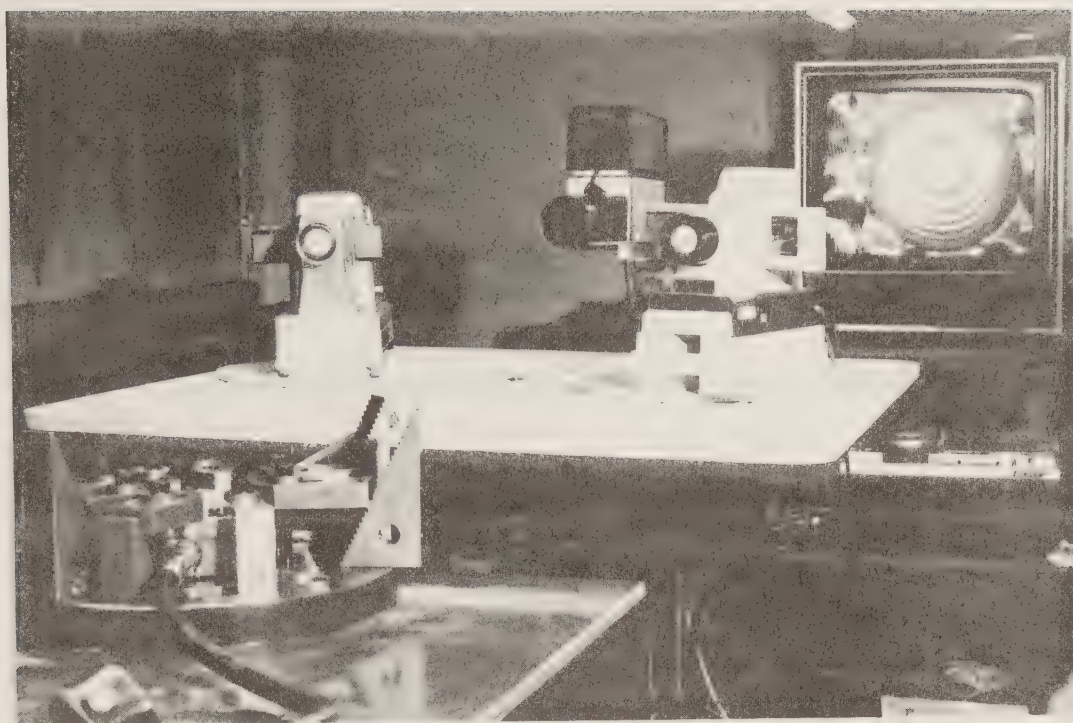
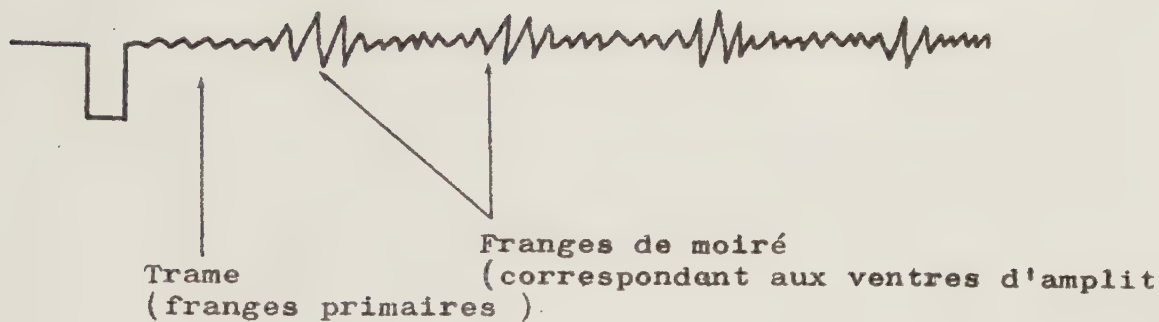


fig. 5 : vue d'ensemble du dispositif expérimental
et détail du système de déformation.



Signal électrique d'une ligne de l'image
observé au moyen d'un oscilloscope déclenché .

fig. 6

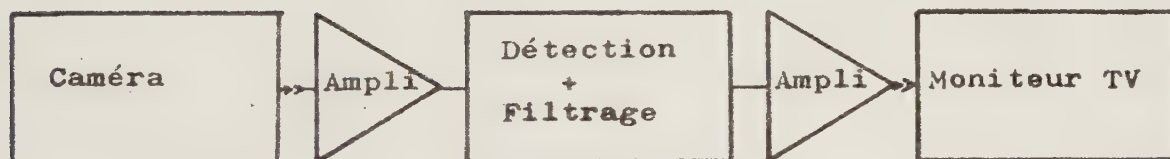


Schéma synoptique du traitement
du signal vidéo .

fig. 7

ampli op. 1-2-3 : 1F157

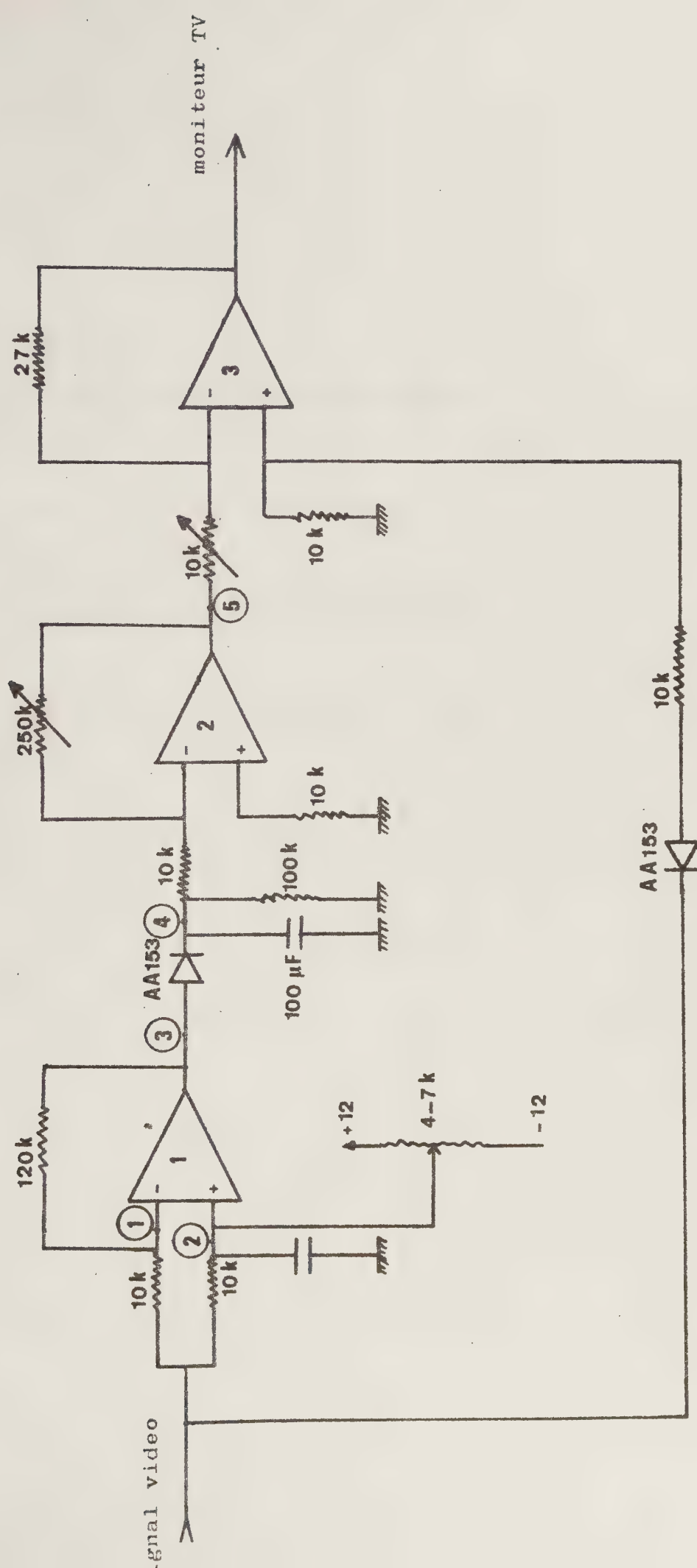


fig. 8 : système électronique de détection-filtrage

évolution du signal :

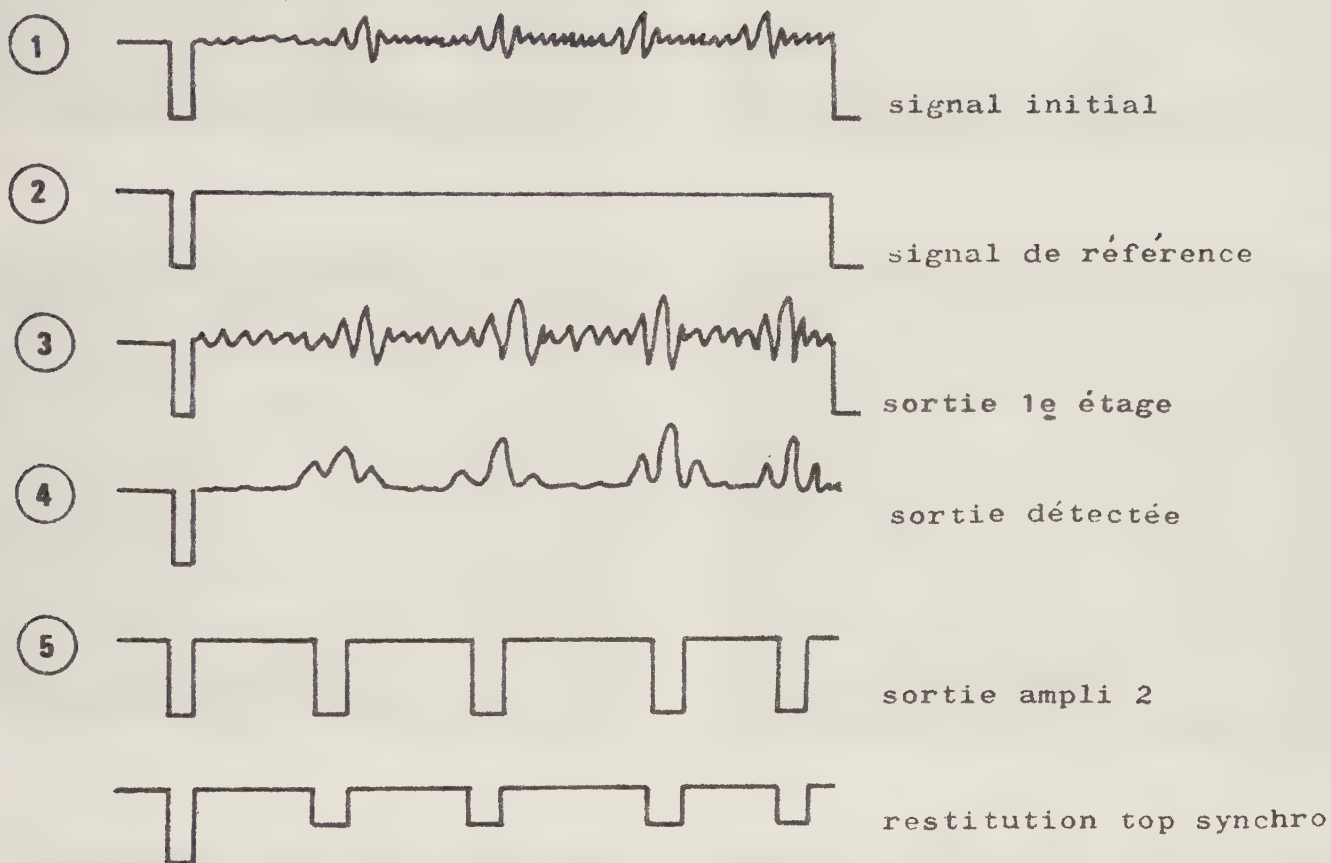
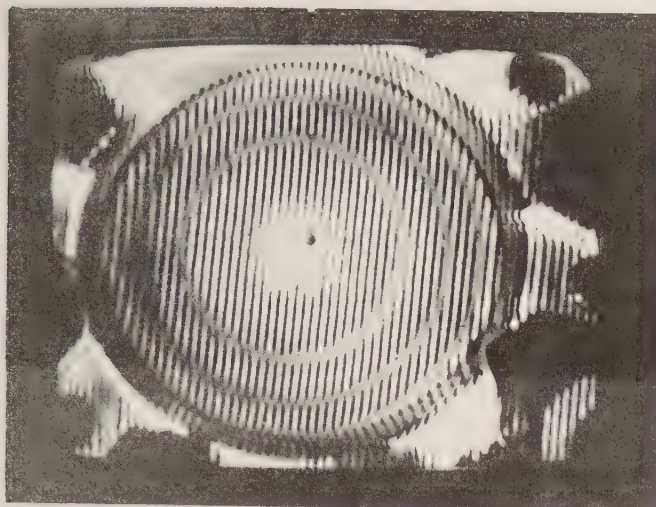
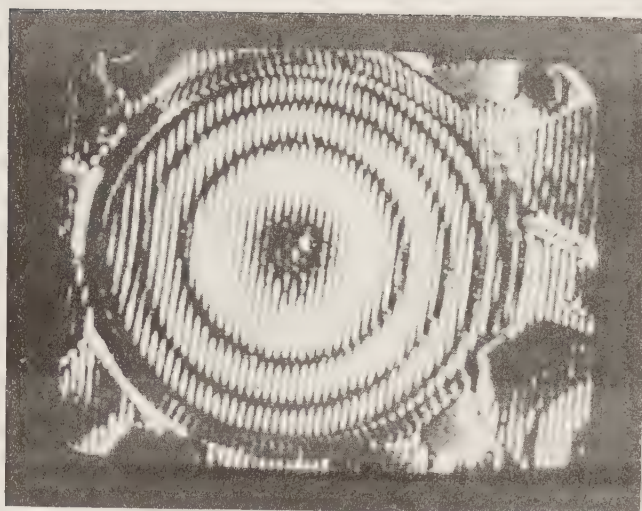


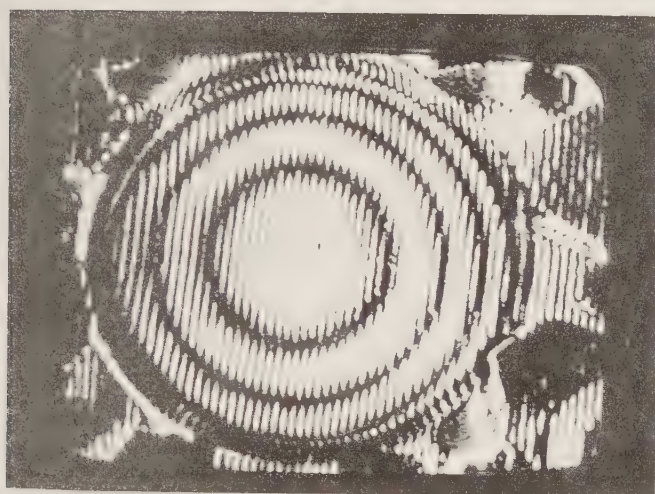
fig. 9



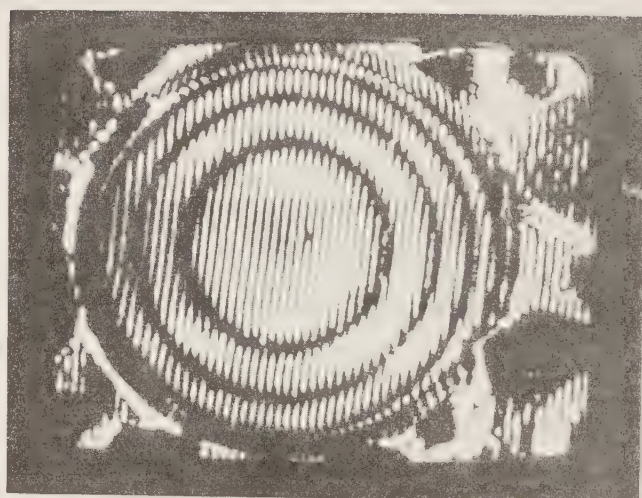
a



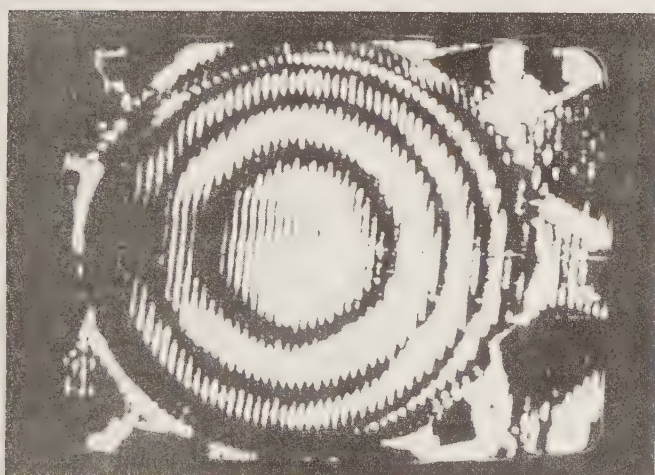
b



c



d



e



f

fig. 10 : exemple de filtrage électronique,
figure 10-a : image non filtrée;
(faible contraste);
figure 10-b à f : adaptation du
filtre passe-bande avec le niveau
de filtrage variable.
La figure 10-f correspond au fil-
-trage limite .

Jury : MM J. Ch. VIENOT Président

J. P. PRENEL

J. DUVERNOY Examineurs

G. TRIBILLON

Vu et permis d'imprimer
Pour le Président de l'Université
Le Doyen de la Faculté des Sciences
et des Techniques

J. BULABOIS

Besançon, le Mai 1981

